www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 22, 1960, no. 11 blz. 357-388 Verschenen 15 februari 1961

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

EIGENSCHAPPEN EN TOEPASSINGEN VAN INDIUMANTIMONIDE

door R. E. J. KING *) en B. E. BARTLETT *).

546.682.'86

De toenemende vraag naar fotocellen die gevoelig zijn tot in het langgolvige infrarood, heeft geleid tot de constructie van twee nieuwe fotogeleidingscellen (fotoweerstanden), gebaseerd op kristallijn indiumantimonide.

In dit artikel wordt het bereiden van InSb-kristallen beschreven, alsmede de constructie en de eigenschappen van op InSb gebaseerde fotoweerstanden. Ook wordt aandacht besteed aan het gebruik van InSb in hallgeneratoren. Deze laatste toepassing en nog andere zullen in een later te publiceren artikel in dit tijdschrift uitvoerig worden behandeld.

Silicium en germanium zijn veel gebruikte halfgeleiders met tal van elektronische toepassingen. De laatste jaren is onderzocht of er nog andere halfgeleiders zijn die voor dit soort toepassingen in aanmerking komen. Aangezien geen andere elementen goed bruikbaar blijken te zijn, is de belangstelling geconcentreerd op verbindingen. Het meeste werk is gedaan aan verbindingen van elementen uit de kolommen III en V van het periodieke systeem, zoals de verbindingen GaAs, GaP, InSb, enz. Hiervan is indiumantimonide, InSb, het uitvoerigst bestudeerd [1]). De eigenschappen van InSb maken deze verbinding in het bijzonder geschikt voor fotocellen en voor schakelelementen die op het halleffect berusten (hallgeneratoren). Bovendien is InSb minder moeilijk te bereiden dan soortgelijke andere verbindingen.

Fotocellen, hallgeneratoren en andere schakelelementen met InSb worden reeds enige tijd door een aantal fabrieken vervaardigd, o.a. door de Mullardfabrieken in Southampton.

Eigenschappen van indiumantimonide

Optische en elektrische eigenschappen

Tabel I toont een deel van het periodieke systeem. De elementen die in een zelfde kolom staan, lijken op elkaar in chemische eigenschappen, doordat ze in hun buitenste schil een zelfde aantal valentie-elektronen hebben.

Tabel I. Kolommen IIIA, IVA en VA van het periodieke systeem der elementen.

IIIA	IVA	VA
B 5	C 6	N 7
Al 13	Si 14	P 15
Ga 31	Ge 32	As 33
In 49	Sn 50	Sb 51
Tl 81	Pb 82	Bi 83

4114

De elementen van kolom IVA, met uitzondering van lood, blijken halfgeleiders te zijn. Ze kristalliseren in de diamantstructuur, waarbij ieder atoom aan vier buren gebonden is, in een tetraëdrische omringing. (Elke binding berust op twee gemeenschappelijke valentie-elektronen.) InSb bezit een structuur van hetzelfde type; de vier bindingen worden daar gevormd door de drie valentie-elektronen van het indium en de vijf van het antimoon. Bijgevolg komen de elektrische en de optische eigenschappen van InSb kwalitatief met die van germanium en silicium overeen. Kwantitatief echter zijn de belangrijkste parameters die de fysische eigenschappen van het materiaal bepalen, verschillend.

Twee grootheden die voornamelijk van invloed zijn op de optische en de elektrische eigenschappen,

*) Mullard Radio Valve Co., Southampton Works.

[1]) A. N. Blum, N. P. Mokrovski en A. R. Regel, J. tech. Phys. (Moskou) **21**, 237, 1951; H. Welker, Z. Naturf. **7a**, 744, 1952 en **8a**, 248, 1953; R. Gremmelmaier en O. Madelung, Z. Naturf. **8a**, 383, 1953; H. Weiss, Z. Naturf. **8a**, 463, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zijn de zg. bandafstand en de beweeglijkheid van de ladingdragers. Beide zullen wij nu beschouwen.

In vaste stoffen zijn er banden van toegestane elektronenenergieën, in tegenstelling met de discrete niveaus van toegestane elektronenenergieën in afzonderlijke atomen. Deze banden zijn gescheiden door verboden energiegebieden. Bij een halfgeleider wordt één van deze banden (de valentieband) juist volledig gevuld door de valentie-elektronen van alle atomen. Dit is de hoogste gevulde band, en er moet energie worden toegevoerd (aanslag door thermische, elektrische of optische energie) om een elektron uit deze band over te brengen naar de volgende, nog lege, band van hogere energie (de geleidingsband). Het energieverschil tussen het laagste niveau van de geleidingsband en het hoogste niveau van de valentieband heet de bandafstand. Elektronen in een volle band kunnen niet tot de stroomgeleiding bijdragen, maar na aanslag, zoals bovenbedoeld, kan zowel het elektron in de geleidingsband als het „gat" dat in de valentieband achterblijft, een bijdrage tot de geleiding geven. Indien de aanslag tot stand kan komen door optische energie, is de stof een fotogeleider.

In *tabel II* zijn de bandafstanden van Ge, Si en InSb bijeengebracht. Men ziet dat de bandafstand van InSb veel kleiner is dan die van Ge en Si. Een gevolg van deze kleine bandafstand is dat nog straling met relatief zeer lange golven wordt geabsorbeerd: de grens van de optische absorptie ligt bij 7,5 μ, in vergelijking met 1,7 μ voor Ge en 1,2 μ voor Si. Met InSb kan men dan ook fotogeleidende cellen vervaardigen die gevoelig zijn in het hele gebied van zichtbare straling en infrarood tot 7,5 μ golflengte.

Tabel II. Enige eigenschappen van germanium, silicium en indiumantimonide.

	Ge	Si	InSb
Bandafstand (eV)	0,72	1,1	0,18
Intrinsieke concentratie van ladingdragers (cm^{-3}) bij 300 °K	$2{,}5\times10^{13}$	$6{,}8\times10^{10}$	2×10^{16}
Beweeglijkheid der elektronen (cm^2/Vs) bij 300 °K	3600	1300	70 000
Beweeglijkheid der gaten (cm^2/Vs) bij 300 °K . .	1700	500	1000

De beweeglijkheid van de ladingdragers is de gemiddelde driftsnelheid die deze per eenheid van elektrische veldsterkte in de richting van het veld verkrijgen. Deze grootheid is om twee redenen van belang:

1) Ze bepaalt het gedrag zowel van fotocellen als van hallgeneratoren.
2) Ze komt van pas bij het onderzoek en het beheersen van de zuiverheid van het geproduceerde materiaal.

In een volmaakt periodiek kristalrooster bij het absolute nulpunt zou de beweeglijkheid van de ladingdragers oneindig groot zijn. Bij hogere temperaturen echter wordt de beweeglijkheid verminderd door trillingen van het kristalrooster. Bovendien wordt de beweging van de ladingdragers verstoord door de krachten die vreemde atomen uitoefenen, en deze „verstrooiing" kan dus eveneens de beweeglijkheid in het materiaal sterk beïnvloeden. Om er zeker van te zijn dat het geproduceerde InSb voldoet aan de eisen die men voor fotocellen en andere schakelelementen moet stellen, dient men dus de zuiverheid van de kristallen te onderzoeken en in de hand te hebben.

Twee soorten van onzuiverheden zijn van bijzonder belang, namelijk donors en acceptors, die elektronen resp. gaten doen ontstaan (halfgeleider van type *N* resp. type *P*). Zijn beide soorten onzuiverheden tegelijk aanwezig, dan compenseren ze elkaar gedeeltelijk; het is dan hun verschil in concentratie dat de concentratie van de ladingdragers bepaalt. Het bepalen van dit concentratieverschil (de „netto-concentratie") wordt bemoeilijkt door de aanwezigheid van „intrinsieke" — d.w.z. *niet* van donors of acceptors afkomstige — ladingdragers, die hun ontstaan te danken hebben aan thermische aanslag. De concentratie van intrinsieke ladingdragers in een zuiver InSb-kristal bij kamertemperatuur is ongeveer 2×10^{16} cm^{-3}, dus veel groter dan bij germanium ($2{,}5\times10^{13}$ cm^{-3}) en bij silicium (7×10^{10} cm^{-3}). Wil men onzuiverheidsconcentraties van deze of kleinere orde van grootte bepalen, dan moet men derhalve de intrinsieke concentratie verminderen door te koelen.

Anderzijds is er een zekere, zij het geringe, activeringsenergie vereist om een elektron aan te slaan vanuit de energieniveaus die bij de onzuiverheden behoren — hetgeen in feite juist het middel is om de aanwezigheid van onzuiverheden aan te tonen. Daarom moet de temperatuur waarbij men meet, hoog genoeg zijn om de onzuiverheden geheel geïoniseerd te doen zijn, maar tevens voldoende laag om de concentratie van de intrinsieke ladingdragers ver beneden die van de concentraties der onzuiverheden te brengen. Voor de metingen aan InSb van de tegenwoordig bereikbare zuiverheid is 77 °K, het kookpunt van stikstof, een geschikte en tevens praktisch gemakkelijk te verwezenlijken temperatuur.

De nodige gegevens voor het bepalen van de concentraties der onzuiverheden en van de beweeg-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lijkheden verkrijgt men door meting van het elektrische geleidingsvermogen en van het halleffect [2]).

Het elektrische geleidingsvermogen σ van een halfgeleider van type N resp. P is gegeven door:

$$\left.\begin{aligned}\sigma &= n\,e\,\mu_n\\ \text{en}\quad \sigma &= p\,e\,\mu_p,\end{aligned}\right\} \qquad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

waarin n de elektronen- en p de gatenconcentratie is, e de lading van het elektron, μ_n de elektronen- en μ_p de gatenbeweeglijkheid.

Voor een beschrijving van het halleffect beschouwen we *fig. 1*. Als men een stroom I door een rechthoekig proefstaafje leidt en een magnetisch

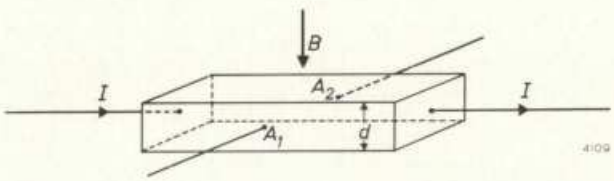

Fig. 1. Het halleffect. B is het aangelegde magneetveld, I de stroom door de staaf met dikte d. A_1 en A_2 zijn de contacten van de hallspanningsdraden.

veld met inductie B loodrecht op de stroomrichting aanbrengt, ontstaat er een potentiaalverschil in de richting die loodrecht op de veld- en de stroomrichting staat. Door op het staafje contacten A_1 en A_2 aan te brengen, kan men het potentiaalverschil — de „hallspanning" — meten. Bij nullast is de hallspanning V_{H_0} gegeven door de vergelijking

$$V_{H_0} = \frac{R_H\, I\, B}{d}, \qquad \ldots\ldots \quad (2)$$

waarin d de dikte van het staafje in de richting van het magnetische veld is. Voor een gegeven temperatuur is R_H een materiaalconstante, bekend als de hallcoëfficiënt. In verg. (2) is aangenomen dat de verhouding van lengte tot breedte van het staafje groter dan 1 is. De waarde van R_H bedraagt voor een halfgeleider van type N resp. P:

$$\left.\begin{aligned}R_H &= -\frac{3\pi}{8}\,n\,e,\\ R_H &= +\frac{3\pi}{8}\,p\,e.\end{aligned}\right\} \qquad \ldots\ldots \quad (3)$$

[2]) Zie ook b.v.: J. Volger, Fysisch onderzoek bij lage temperatuur, II. Elektronengeleiding in metalen en halfgeleiders, Philips techn. T. **22**, 246-252, 1960 (no. 7).

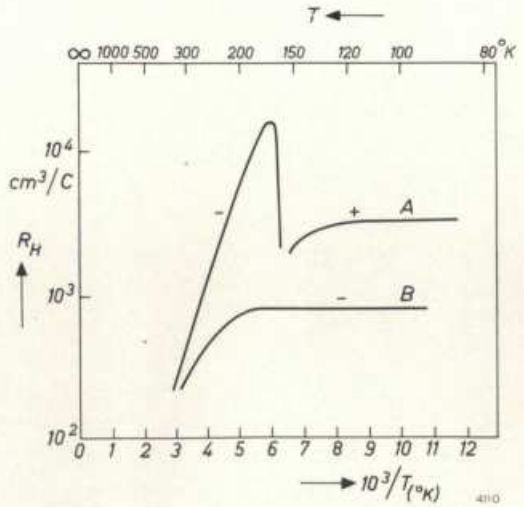

Fig. 2. De hallcoëfficiënt van InSb van type P en van type N, als functie van de temperatuur (monsters A resp. B). Bij temperaturen onder 160 °K is de hallcoëfficiënt van monster A positief. De grote elektronenbeweeglijkheid, in vergelijking met die van de gaten, maakt dat de hallcoëfficiënt van het InSb negatief wordt bij temperaturen boven 160 °K. Het is dan een „gemengde" geleider, waar zowel de elektronen als de gaten een belangrijk aandeel hebben in het geleidingsproces. Bij hogere temperaturen naderen de krommen voor de monsters A en B tot dezelfde rechte lijn, die het intrinsieke materiaal vertegenwoordigt.

Fig. 2 toont het verloop van de hallcoëfficiënt, en *fig. 3* dat van het geleidingsvermogen, als functie van de temperatuur. De krommen gelden voor twee representatieve monsters InSb, waarvan het ene bij lage temperatuur van type N en het andere van type P is. Verg. (3) geeft de elektronen- resp. gatenconcentratie (n resp. p), waaruit het verschil tussen de donor- en de acceptorconcentratie kan worden afgeleid. Uit n en p vindt men met behulp van verg. (1) de beweeglijkheid van de ladingdragers.

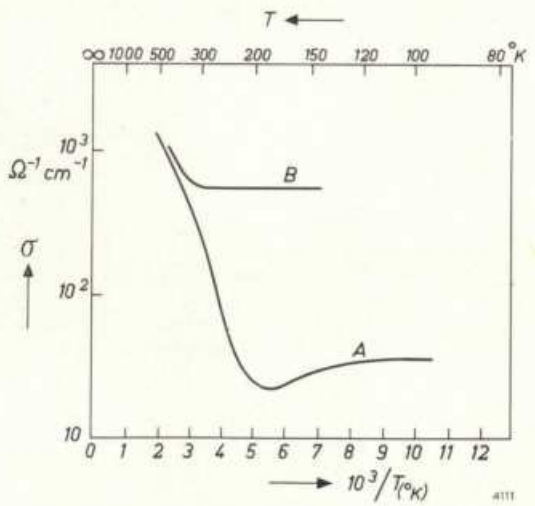

Fig. 3. Het geleidingsvermogen van de monsters A en B (InSb van type P resp. van type N), als functie van de temperatuur. Bij hogere temperaturen wordt het materiaal intrinsiek. Dit uit zich, evenals in fig. 2, in het feit dat de beide krommen tot dezelfde rechte lijn naderen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In vele gevallen is de beweeglijkheid van de ladingdragers, zoals reeds vermeld, geheel of gedeeltelijk bepaald door de verstrooiing door vreemde atomen. Men kan dan de totale concentratie dezer atomen bepalen door vergelijking met de verstrooiingstheorie [3]), en vervolgens kan men, gebruik makend van de uitkomsten van verg. (3), waarmee het verschil van acceptor- en donorconcentratie was gevonden, deze beide concentraties afzonderlijk berekenen.

In tabel II is te zien dat de elektronenbeweeglijkheid in InSb groot is in vergelijking met die in Ge en Si. Men vindt waarden van 70 000 cm²/Vs bij kamertemperatuur; bij 77 °K zijn waarden van 650 000 cm²/Vs waargenomen. De grootste gatenbeweeglijkheid, waargenomen bij 77 °K, is 10 000 cm²/Vs, en bij kamertemperatuur komen vaak waarden van 700 tot 1000 cm²/Vs voor.

Een gevolg van deze grote beweeglijkheden is dat de soortelijke weerstand van InSb sterk van het magnetische veld afhangt [4]). Een tweede gevolg is dat een hallgenerator met InSb een hoog rendement heeft, vergeleken met een die met Ge of Si werkt.

Recombinatie en vangeigenschappen

Van de evenwichtstoestand afwijkende concentraties van ladingdragers in een stuk halfgeleidend materiaal kunnen verkregen worden òf door via contacten ladingdragers te injecteren, òf door het materiaal bloot te stellen aan straling van zodanige golflengte(n) dat valentie-elektronen door wisselwerking met fotonen aangeslagen worden en in de geleidingsband overgaan (waarbij gaten in de valentieband achterblijven). Van het eerste proces wordt b.v. gebruik gemaakt in transistors en diodes, van het tweede — zoals reeds gezegd — in fotogeleiders (fotoweerstanden).

Na deze processen is het stuk materiaal nog steeds elektrisch neutraal (er treedt géén ruimtelading op). Wanneer het injectieproces of de bestraling wordt beëindigd, keren de concentraties naar de evenwichtswaarden terug in een tijd die gewoonlijk lang is in vergelijking met de relaxatietijd van een ruimtelading, waarbij elektrische krachten de terugkeer naar de evenwichtstoestand versnellen. In het algemeen wordt deze tijd, die verband houdt met de „levensduur" der ladingdragers (d.i. de tijd gedurende welke, na aanslag, een elektron in de geleidingsband of een gat in de valentieband verkeert), bepaald door de waarschijnlijkheden van recombinatie en vangst („trapping"). Het eerste is het proces van terugkeer van een elektron naar de valentieband door „opvullen" van een gat. Het tweede is het proces van „gevangen" worden door een vangcentrum en daardoor onbeweeglijk worden. De werking van fotoweerstanden evenals die van transistors enz. berust op een eindige levensduur van de ladingdragers die in overmaat in het materiaal geïnjecteerd zijn. Het uitgangssignaal van een fotoweerstand van gegeven afmetingen is recht evenredig met deze levensduur.

Bij InSb, in tegenstelling met Ge en Si, is het tegenwoordig nog niet mogelijk bij kamer- of hogere temperatuur niet-evenwichtsconcentraties van ladingdragers binnen een monster te verkrijgen door middel van injectie via contacten. Om de injectie tot stand te brengen, is het nodig dat er aan het contact een potentiaalbarrière bestaat, die verhindert dat het ene type ladingdragers naar binnen of naar buiten stroomt. Dientengevolge is het niet mogelijk, van InSb transistors of diodes voor gebruik bij kamer- of hogere temperatuur te maken.

Bij InSb wordt de levensduur van in overmaat aanwezige ladingdragers bij kamertemperatuur *niet* bepaald door vang- en recombinatiecentra, wederom in tegenstelling met wat het geval is bij Ge en Si. Het is op het ogenblik nog onzeker of het recombinerende elektron zijn energie verliest in de vorm van straling („stralende recombinatie") dan wel door het augereffect [5]), waarbij het zijn energie afgeeft aan een ander elektron in de geleidingsband (zie *fig. 4*). De levensduren liggen in de buurt van 5×10^{-8} s.

Bij lagere temperaturen zijn het andere mechanismen die de recombinatie bepalen [6]). In het bij-

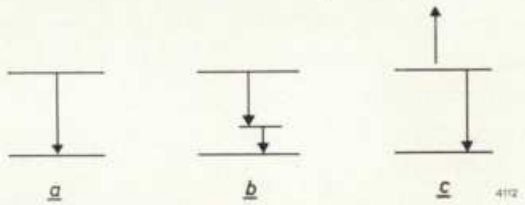

Fig. 4. Recombinatieprocessen.
a) Stralende recombinatie. Een elektron uit de geleidingsband recombineert direct met een gat in de valentieband onder het uitzenden van een foton.
b) Recombinatie via een vangcentrum. Een elektron wordt „gevangen" in een energieniveau dat in de verboden zone ligt; enige tijd later recombineert het met een gat in de valentieband.
c) Augereffect. Een elektron uit de geleidingsband recombineert met een gat in de valentieband, waarbij de vrijkomende energie door een ander geleidingselektron wordt opgenomen en dit elektron in een hoger energieniveau van de geleidingsband terechtkomt.

[3]) R. B. Dingle, Phil. Mag. **46**, 831, 1955.
[4]) H. P. R. Frederikse en W. R. Hosler, Phys. Rev. **108**, 1136, 1957.
[5]) A. R. Beattie en P. T. Landsberg, Proc. Roy. Soc. **A 249**, 16, 1959 (no. 1256).
[6]) D. W. Goodwin, Report of the meeting on semiconductors, Physical Society/British Thomson-Houston Ltd., Rugby, april 1956, blz. 137.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zonder speelt hier de vangst door centra binnen in het materiaal of aan het oppervlak een rol. Deze mechanismen kunnen worden onderzocht door metingen van de fotogeleiding en van het foto-magneto-elektrisch effect.

Bereiding van InSb

Daar InSb een verbinding is, verschilt zijn bereiding enigszins van die van halfgeleidende elementen. Bij de bereiding van een verbinding heeft men de mogelijkheid de twee samenstellende elementen te zuiveren voordat de verbinding tot stand komt: onzuiverheden waarvan de verbinding slechts zeer moeilijk is te ontdoen, kunnen misschien gemakkelijker uit de afzonderlijke elementen verwijderd worden. Daar tegenover staat de kans dat er afwijkingen van de stoechiometrie optreden (overmaat van één der elementen in de verbinding). Er is weliswaar geen aanwijzing dat een overmaat In of een overmaat Sb in vast InSb in noemenswaardige mate oplost, maar het is niet zeker of dit ook nog geldt voor zeer geringe concentraties, van de orde van 10^{14} cm^{-3} (d.i. 1 op 10^8 atomen).

Voor een goede fabricage van reproduceerbare schakelelementen met InSb moet men bij de bereiding van het materiaal aan drie voorwaarden voldoen: het materiaal moet voldoende zuiver zijn, uit monokristallen bestaan, en in voor praktisch gebruik voldoend grote volumes homogeen van samenstelling zijn.

Voldoen aan de eerste eis houdt in dat de grote beweeglijkheden die in InSb te verwezenlijken zijn, ten nutte kunnen worden gemaakt in schakelelementen zoals de hallgenerator. Ook het toevoegen van verontreinigingen, in een dosering die voor fotocellen wenselijk is, kan gemakkelijk geschieden als men van zeer zuiver materiaal kan uitgaan.

Monokristallen zijn nodig als men door etsen dunne plaatjes of draadjes wil vervaardigen (polykristallijn materiaal wordt in hoofdzaak aan de korrelgrenzen geëtst), en homogeniteit is essentieel om langs een draad van InSb een gelijkmatig verdeeld fotogeleidingseffect te verkrijgen.

Om aan de genoemde eisen te voldoen, voert men de bereiding van InSb (evenals die van Ge en Si) uit in twee stappen: het maken van zeer zuivere polykristallijne staven, en het vanuit dit materiaal laten groeien van homogene monokristallen. Bij de eerste stap wordt voor het zuiveren gebruik gemaakt van het zonesmelten volgens Pfann [7]). Bij dit proces laat men een gesmolten zone zich herhaalde malen, telkens in dezelfde richting, door een staaf van het te zuiveren materiaal verplaatsen. Onzuiverheden zijn òf beter òf slechter oplosbaar in het vaste materiaal dan in de smelt, en worden dan als het ware naar het ene resp. naar het andere einde van de staaf geveegd. De eigenschap van verschillende oplosbaarheid in vast en in gesmolten materiaal kan kwantitatief worden uitgedrukt door de verdelingsconstante voor een gegeven onzuiverheid:

$$k_0 = \frac{\text{concentratie van de onzuiverheid in de vaste stof}}{\text{concentratie van de onzuiverheid in de smelt}},$$

voor thermodynamisch evenwicht tussen vaste stof en smelt aan het scheidingsvlak. Als k_0 kleiner dan 1 is, hopen de onzuiverheden zich op in de gesmolten zone en worden ze naar het einde van de staaf geveegd dat het laatst stolt. Is k_0 groter dan 1, dan hebben ze de neiging in het vaste materiaal te blijven, en de gesmolten zone is zuiverder dan het uitgangsmateriaal; het eind dat het laatst stolt, bevat nu het zuiverste materiaal. Zuiveren door zonesmelten is onmogelijk als k_0 gelijk is aan 1.

Vervaardiging van polykristallijne staven

De uitgangsmaterialen voor de bereiding zijn zuiver handels-indium en -antimoon, ieder met een onzuiverheidsgehalte van ca. 1 : 10^6. Experimenteel is gebleken dat men, om InSb van de grootste zuiverheid te bereiden, het antimoon verder moet zuiveren door zonesmelten in een waterstofatmosfeer, alvorens men het met indium verbindt. Gedurende dit zonesmelten worden onzuiverheden (waarschijnlijk S of Se) verwijderd waarvan InSb niet gemakkelijk is te ontdoen.

Handels-indium bevat zink en cadmium. Deze metalen moeten verwijderd worden, daar ze zich in InSb gedragen als acceptors [8]). Beide hebben in InSb een k_0 van nagenoeg 1, zodat zonesmelten hier niet doeltreffend is. Gelukkig echter is hun dampdruk zo groot dat men ze door verdamping kan verwijderen. Het meeste zink en cadmium wordt verwijderd door het indium in vacuüm tot 800 °C te verhitten in de kroes waarin de verbinding wordt bereid. Dan wordt het antimoon aan de smelt toegevoegd, in de chemisch equivalente hoeveelheid, en het mengsel gedurende enige uren in vacuüm op 750 °C gesmolten gehouden. Na stolling wordt de verbinding verder gezuiverd door de verkregen staaf 30 maal met inductieve verhitting een zonesmelting te doen ondergaan. Daarbij worden niet alleen een groot aantal onzuiverheden geconcentreerd in de beide einden van de staaf, maar

[7]) W. G. Pfann, J. Metals **4**, 347, 1952. Zie ook J. Goorissen, Philips techn. T. **21**, 189, 1959 (no. 7).

[8]) J. B. Mullin, J. Electronics and Control **4**, 358, 1958.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tevens condenseren Zn en Cd aan de bovenkant van de kroes, die betrekkelijk koud blijft.

Metingen van het halleffect tonen aan dat 65% van de staaf een verschil in concentratie van donor- en acceptoronzuiverheden vertoont van ca. 10^{14} cm^{-3}. De overige onzuiverheid is niet geïdentificeerd. Volgens Harman [9]) zou het tellurium kunnen zijn, afkomstig uit het indium.

Bereiding van monokristallen

Monokristallen worden verkregen volgens de methode van Czochralski [10]), waarbij een roterend kiemkristal langzaam uit het gesmolten moedermateriaal wordt opgetrokken. Een gebruikelijke kristaloptrekker is afgebeeld in *fig. 5*. De kristallen worden in vacuüm gevormd met een snelheid van 2,5 cm/h, bij 120 omwentelingen per minuut. Waargenomen is dat de donorconcentratie aanmerkelijk kleiner is bij trekken in vacuüm dan in een gasatmosfeer. Gedurende het trekken gaat een betrekkelijk grote hoeveelheid antimoon verloren (ongeveer 0,1%), maar indium lost blijkbaar zo weinig in InSb op dat de stoechiometrie van het kristal er niet veel invloed van ondervindt. Kristallen zonder toevoegingen, die door resterende onzuiverheden van het type N zijn, hebben een elektronenconcentratie van ongeveer 10^{14} cm^{-3}, en de beweeglijkheid erin kan bij 77 °K waarden tot 650 000 cm^2/Vs bereiken, zoals we reeds hebben vermeld.

Germanium is in InSb een acceptor; men gebruikt het als toevoegsel liever dan Zn of Cd, die in vacuüm vluchtig zijn. De verdelingsconstante k_0 van Ge is 0,02, als gevolg waarvan gedurende het trekken van de eerste 50% van de smelt de acceptorconcentratie met een factor 2 verandert. Bedraagt de concentratie van het toevoegsel meer dan 10^{15} cm^{-3}, dan is de variatie van de soortelijke weerstand over de dwarsdoorsnede van een kristal niet meer dan 25% indien het kristallen betreft die zijn gegroeid op het 111-vlak, d.w.z. met een 111-vlak van het kristal in aanraking met de smelt. Is de concentratie minder dan 10^{15} cm^{-3}, dan neemt men grotere lokale weerstandsvariaties waar, hoewel de gelijkmatigheid voldoende kan blijven om een materiaal van type P te verkrijgen dat bij 77 °K een soortelijke weerstand van 10 ohm cm heeft (d.w.z. een gatenconcentratie van 10^{14} cm^{-3}). Kristallen met grotere homogeniteit kunnen echter gemakkelijk verkregen worden door ze te laten groeien op het 211-vlak: deze hebben een soortelijke weerstand van maximaal 100 ohm cm, tot op 10% constant over een kristaldoorsnede. Hulme en Mullin [11]) hebben aangetoond dat de variaties in soortelijke weerstand van kristallen die op het 111-vlak zijn gegroeid, veroorzaakt worden doordat over het groeiende grensvlak de constante k_0 van de resterende onzuiverheid van type N varieert, als gevolg van de aanwezigheid van 111-facetten. Is het kristal gegroeid op het 211-vlak, dan zijn er geen 111-facetten en bijgevolg ook geen lokale veranderingen in de soortelijke weerstand.

Fig. 6 toont een monokristal van InSb dat op het 211-vlak is gegroeid.

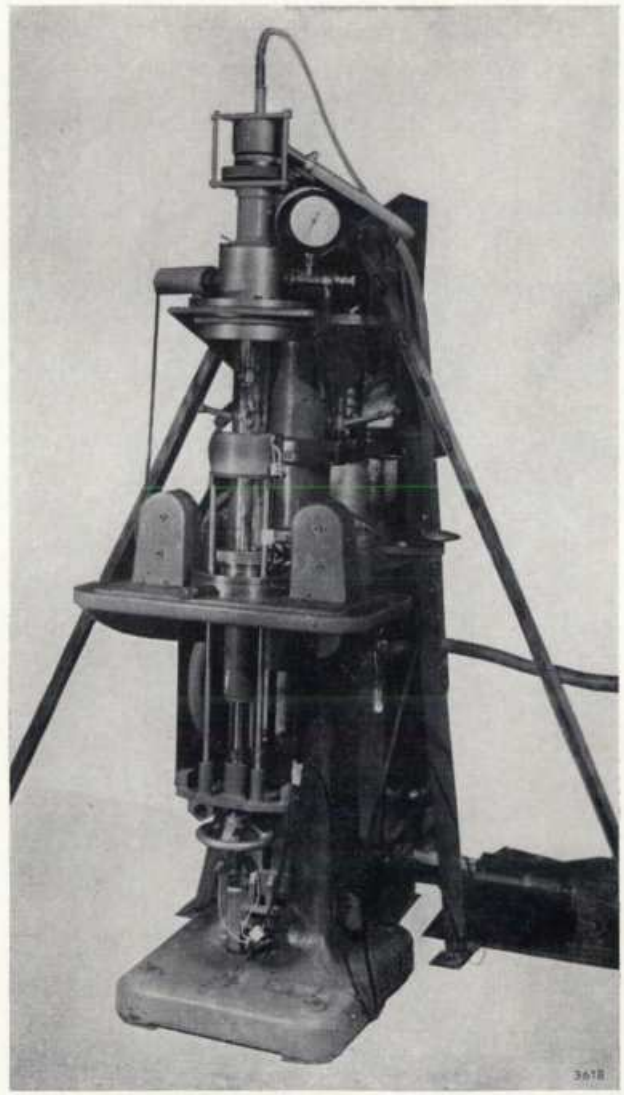

Fig. 5. Een kristaloptrekker, gebruikt bij de bereiding van InSb. De verhitting geschiedt met behulp van een vrijstaande verwarmingswikkeling, waarvan de temperatuur door een automatische potentiometer wordt geregeld.

[9]) T. C. Harman, J. Electrochem. Soc. **103**, 128, 1956.
[10]) J. Czochralski, Z. phys. Chemie **92**, 219, 1917. Zie ook B. Okkerse, Philips techn. T. **21**, 336, 1959 (no. 11).
[11]) K. F. Hulme en J. B. Mullin, Phil. Mag. **4**, 1286, 1959 (no. 47).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

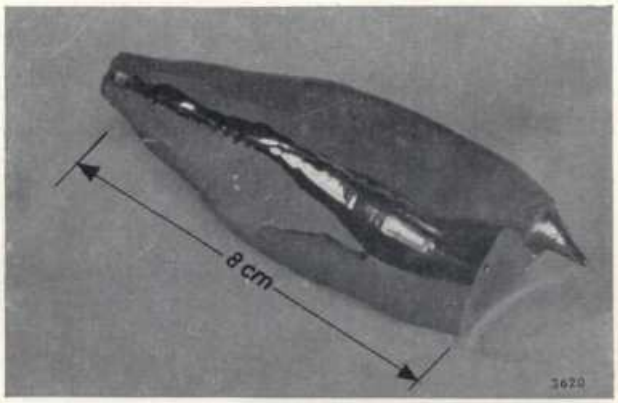

Fig. 6. Monokristal van InSb, gegroeid op het 211-vlak. De foto toont duidelijk dat de doorsnede van het kristal niet cirkelvormig is. Dit wordt veroorzaakt door de afwijkende groeisnelheid in de verschillende kristallografische richtingen.

Toepassingen van InSb

Algemene opmerkingen

Zoals boven is vermeld, is InSb bijzonder geschikt voor infrarooddetectors, dank zij de kleine bandafstand. Er zijn fotocellen gemaakt die berusten op fotogeleiding, op het fotomagneto-elektrische effect en op foto-emissie. Van deze is de fotogeleidingscel of fotoweerstand het eenvoudigst.

Twee fotoweerstanden zullen we hier bespreken. De eerste, de cel type ORP 10, werkt op kamertemperatuur en detecteert infrarode straling met golflengten tot 7,5 μ. Dit betekent een uitbreiding van het gevoeligheidsgebied van de bestaande infrarooddetectors: de loodsulfidecel gaat tot 3,5 μ, de loodselenidecel tot 5 μ en de loodtelluridecel tot 6 μ.

De tweede InSb-cel, type ORP 13, is bedoeld voor gebruik bij de temperatuur van vloeibare stikstof. Deze cel is veel gevoeliger, maar zijn gevoeligheidsgebied strekt zich uit tot slechts 5,5 μ, dus ongeveer als bij de loodtelluridecel.

De fotoweerstanden van InSb hebben kleinere tijdconstanten dan die van andere materialen. Bijgevolg zijn ze vooral geschikt voor toepassingen waar het op kleine traagheid aankomt, b.v. militaire infraroodapparatuur of snelle automatisch registrerende instrumenten.

Fotoweerstanden gebruikt men gewoonlijk met een gelijkstroom, die door het gevoelige draadje of laagje loopt. De verandering in deze stroom die het gevolg is van het grotere geleidingsvermogen gedurende bestraling, wordt versterkt en gemeten. Om het versterken te vergemakkelijken, onderbreekt men gewoonlijk de invallende straling periodiek met een geschikte frequentie, in vele gevallen omstreeks 1 kHz.

Voor het vergelijken van de prestaties van fotocellen in een gegeven schakeling en bij een bepaalde golflengte zijn twee eigenschappen van belang. Deze bepalen nl. respectievelijk de totale signaal-ruisverhouding van het systeem in de volgende twee gevallen: a) ruis van de schakeling sterk, b) ruis van de schakeling zwak, in vergelijking met de ruis van de cel. In geval (a) wordt de prestatie bepaald door de gevoeligheid van de cel, dat is de uitgangsspanning in verhouding tot het invallende signaalvermogen. In geval (b) komt het aan op het equivalente ruisvermogen (NEP = „noise equivalent power"), d.i. het invallende stralingsvermogen waarbij het uitgangssignaal even sterk is als de ruis van de cel, bij een gegeven bandbreedte (meestal 1 Hz).

De fotoweerstand ORP 10

De infraroodfotoweerstand ORP 10 is afgebeeld in *fig.* 7. Deze fotoweerstand bestaat uit een 10 μ dik bandje van InSb, dat in een koperen montuur is bevestigd, waarvan de ontwikkelde warmte gemakkelijk kan worden afgevoerd. Het gevoelige oppervlak is een rechthoek van 6 bij 0,5 mm. De weerstand van de cel in donker is 100 ohm, een waarde die geschikt is voor gebruik met transistorversterkers.

Fig. 7. De Mullard fotoweerstand ORP 10. Het InSb-bandje is te zien op het einde van de van gaatjes voorziene koperen montuur. De stroomtoevoerdraden van het InSb-draadje zijn door de montuur gevoerd, om het maken van stevige uitwendige elektrische verbindingen te vergemakkelijken.

Als bij kamertemperatuur op een bandje van InSb, met breedte b en weerstand R, per eenheid van oppervlakte en per seconde I fotonen vallen, terwijl het stationaire elektrische veld in de draad E is, geldt voor de signaalspanning V_s (bij nullast) de evenredigheid:

$$V_s \sim I\, e\, (\mu_n + \mu_p)\, \tau\, E\, R\, b, \quad \ldots \quad (4)$$

waarin τ de levensduur van de ladingdragers is die door de fotonen worden voortgebracht. Als de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

levensduur in het materiaal onafhankelijk was van de concentratie der ladingdragers, zou het geleverde signaal groter worden met toenemende soortelijke weerstand. Deze laatste kan men opvoeren door aan het materiaal acceptors toe te voegen. Men heeft echter gevonden dat dan de levensduur daalt, zodat het effect van de toeneming van de weerstand te niet gedaan wordt.

De soortelijke weerstand ϱ, gegeven door

$$\varrho = (n\,e\,\mu_n + p\,e\,\mu_p)^{-1},$$

neemt bij toevoeging van acceptors toe indien zowel elektronen als gaten aan de stroomgeleiding deelnemen. Verder gelden de betrekkingen: $n\,p = n_i^2$ en $p - n = n_A$, waarin n_i de concentratie der intrinsieke ladingdragers is en n_A de acceptorconcentratie. Met behulp van deze betrekkingen kan men aantonen dat de soortelijke weerstand een maximum bereikt indien

$$n_A = n_i \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n\,\mu_p},$$

en niet voor $n_A = 0$ (d.i. intrinsiek materiaal).

De gevonden ruis is altijd minder dan twee maal de thermische ruis, waarvan we de spanning V_r noemen. Nu is, voor een gegeven dissipatie in de draad:

$$\frac{V_s}{V_r} \sim \frac{(\mu_n + \mu_p)\tau}{\sqrt{\sigma}}. \quad \ldots \quad (5)$$

Deze grootheid neemt af naarmate de hoeveelheid toevoegsel groter is. Daarom wordt voor de fotoweerstand intrinsiek of nagenoeg intrinsiek materiaal gebruikt.

In *tabel III* kan men de eigenschappen van deze fotoweerstand vergelijken met die van andere fotoweerstanden. Voor de praktische toepassing van de ORP 10 merken we nog het volgende op:

1) Er zijn snelle stralingsmetingen mee mogelijk bij golflengten tot 7,5 μ. Men behoeft dus voor deze golflengten niet zijn toevlucht te nemen tot bolometerdetectors, die nogal traag zijn.
2) De cel is bijzonder geschikt voor spectrometrische toepassingen. De smalle vorm en de wijze van montage maken eventueel gelijktijdige waarneming van verscheidene molecuulbanden in een spectrum mogelijk. Waarnemingen gedurende langere tijd kunnen worden gedaan zonder gecompliceerde maatregelen voor de afvoer van de ontwikkelde warmte. Het uitgebreide golflengtegebied, dat b.v. ook de

Tabel III. Eigenschappen van enige fotoweerstanden.

Soort	type-no.	effectieve gevoelige oppervlakte (mm^2)	spectraal gebied (μ)	spectraal gebied van max. gevoeligheid (μ)	tijdconstante (μs)	weerstand in donker ($k\Omega$)	gevoeligheid	NEP bij 1 Hz bandbreedte (10^{-9} W)	straling waarbij gemeten	D^* (10^9 cm/W)
PbS	61SV	36	0,3-3,5	1,8-2,8	75	1000-4000	3 mA/lumen	0,055	wolfraamlamp bij 2700 °K	11
							0,18 mV/μW	5	zwarte straling bij 200 °C	0,12
PbSe	61RV	6	1,0-5,0	2,0-4,3	<1,0	15-100	0,015 mV/μW	<8,5	monochromatische straling bij 4 μ	>0,029
InSb	ORP10	3	0,6-7,5	5,0-7,2	<1,0	0,1	0,0003 mV/μW	<4	monochromatische straling bij 6 μ	>0,043
							0,00036 mV/μW	<10	zwarte straling bij 200 °C	>0,017
InSb gekoeld met vloeibare stikstof	ORP13	3,5	0,6-5,5	4,5-5,0	<10	20-40	14 mV/μW	<0,02	monochromatische straling bij 4 μ	>9
							2,4 mV/μW	<0,12	zwarte straling bij 200 °C	>1,5

$D^* = (\text{NEP})^{-1}(\text{oppervlakte})^{\frac{1}{2}}$ is een prestatiegetal voor fotoweerstanden die gebruikt worden voor het detecteren van zwakke stralingen (R. C. Jones, Proc. Inst. Radio Engrs. **47**, 1495, 1959). D^* is, in tegenstelling met het equivalente ruisvermogen NEP, onafhankelijk van de grootte van het gevoelige oppervlak en is daarom een goede basis voor het vergelijken van verschillende fotoweerstanden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voornaamste absorptiebanden van de atmosfeer omvat, veroorlooft waarneming van fundamentele absorptiebanden van vele chemische verbindingen waarvoor men anders op een bolometerdetector aangewezen zou zijn. Deze laatste is voor automatische apparatuur niet goed te gebruiken.

3) Met de ORP 10 kan men de thermische straling van betrekkelijk koude lichamen aantonen: b.v. de straling van 1 cm² van een zwart lichaam op 40 °C kan gemakkelijk worden gemeten op een afstand van 40 cm.

De gekoelde fotoweerstand ORP 13

De fotoweerstand ORP 13, die geconstrueerd is voor gebruik bij de temperatuur van vloeibare stikstof en waarvan het fotogevoelige oppervlak even groot is als bij de ORP 10, is in *fig. 8* en *9* afgebeeld.

De parameterwaarden in verg. (4) zijn bij deze temperatuur anders. Er wordt materiaal van type *P* gebruikt, omdat de gaten veel minder beweeglijk zijn dan de elektronen; dit geeft een grote soortelijke weerstand: ongeveer 30 maal zo groot als bij kamertemperatuur. De weerstand van de cel is dus hoog en daardoor het uitgangssignaal groot. Het proces dat de levensduur van de in overmaat aanwezige gaten en elektronen bepaalt, is de vangst van de elektronen door centra. Voor de signaalspanning V_s geldt:

$$V_s \sim I\, e\, \mu_p\, \tau_p\, R\, E\, b, \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

waarin τ_p de levensduur van de gaten is.

Bij de hier gebruikte lage temperatuur zou de soortelijke weerstand door toevoegsels verlaagd worden, daar er slechts een verwaarloosbaar aantal intrinsieke ladingdragers aanwezig is. Bovendien zou ook het produkt $\mu_p\tau_p$ door de toevoegsels afnemen. Daarom wordt zo zuiver mogelijk materiaal van type *P* gebruikt.

De ruis van deze cel blijkt te moeten worden toegeschreven aan de fluctuaties van het recombinatieproces in de halfgeleider. De gegevens, vermeld in tabel III, zijn verkregen met materiaal van type *P* dat bij 77 °K een soortelijke weerstand van maximaal 10 ohm cm heeft.

Wordt de cel in gekoelde toestand blootgesteld aan licht, dan verandert ook de in donker gemeten weerstand. De oorspronkelijke waarde van deze weerstand krijgt men terug door de cel op kamertemperatuur te laten komen en hem dan opnieuw te koelen.

Deze gekoelde fotoweerstand is door zijn zeer grote gevoeligheid een waardevolle aanvulling op de bestaande reeks fotoweerstanden.

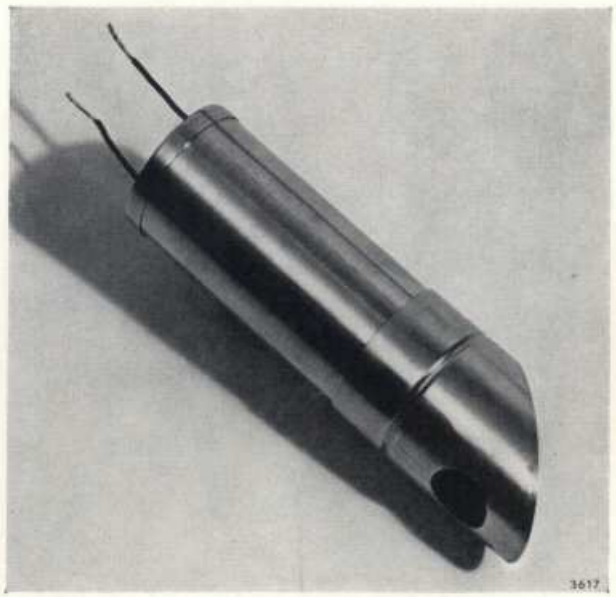

Fig. 8. Gekoelde Mullard fotoweerstand ORP 13, in stevige metalen ommanteling.

Hallgeneratoren

Indiumantimonide wordt ook, zoals reeds vermeld, op grote schaal gebruikt voor het maken van hallgeneratoren. Met deze schakelelementen kan men twee stromen, die constant of variabel mogen zijn, met elkaar „vermenigvuldigen". Eén van de stromen leidt men door een plaatje van het materiaal (zoals bij de meting van het halleffect, zie blz. 359) en de andere door de spoel van een elektromagneet,

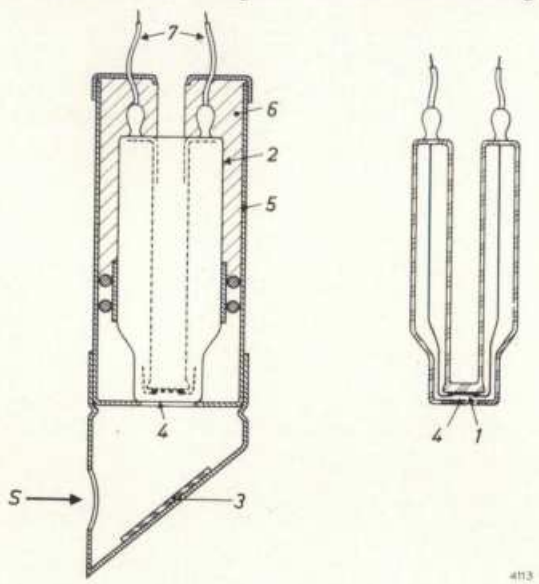

Fig. 9. Constructie van de gekoelde InSb-fotoweerstand. De koeling van het InSb-bandje *1* geschiedt door vloeibare stikstof in het glazen dewarvat *2*. Een afneembaar spiegeltje *3* vergemakkelijkt het meten van horizontale straling met het dewarvat rechtop. Een saffiervenstertje *4* is vlak voor het bandje in de bodem van het dewarvat ingesmolten. Het dewarvat is gemonteerd in een metalen bus *5* onder gebruikmaking van een veerkrachtige vulling *6*. De aansluitingen *7* van de fotoweerstand komen, via vacuümdichte doorvoeringen, door de vulling en de bus heen uit het dewarvat naar buiten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

die het magnetische veld in het plaatje opwekt. Het aan de contacten op het plaatje verkregen potentiaalverschil is dan evenredig met het produkt van de twee stromen. Tussen de twee contacten kan een belasting worden aangesloten en vermogen worden afgenomen.

Vele toepassingen en verfijningen van deze schakelelementen zijn in de literatuur beschreven. In een later te publiceren artikel in dit tijdschrift zal er nader op worden ingegaan.

De sterke invloed die een magnetisch veld heeft op de weerstand van InSb, heeft eveneens geleid tot een aantal toepassingen, zoals verplaatsingsopnemers en kleine meetsondes voor sterke magnetische velden. Het InSb-element heeft hierbij dikwijls de vorm van een schijfje, bij welke vorm de weerstandsverandering met het veld zeer groot is. Het effect is evenredig met het kwadraat van de beweeglijkheid der ladingdragers; daarom is InSb voor dit soort toepassingen bijzonder geschikt.

Samenvatting. Indiumantimonide (InSb) is een verbinding met halfgeleidende eigenschappen. De kleine bandafstand maakt dat het een uitstekende fotogeleider is. Men kan er dan ook fotoweerstanden mee vervaardigen die hetzij tot bijzonder ver in het infrarode gebied gevoelig zijn, hetzij een bijzonder grote gevoeligheid bezitten: de Mullard cel ORP 10 is gevoelig tot 7,5 μ, de Mullard cel ORP 13, die gekoeld wordt met vloeibare stikstof, heeft voor straling van 4 μ een gevoeligheid van 14 mV/μW. Bovendien is in InSb de levensduur van de vrije ladingdragers zeer kort, zodat de InSb-fotoweerstanden zeer snel zijn: de tijdconstante van de cel ORP 10 is <1 μs, die van de cel ORP 13 is <10 μs.

De elektronenbeweeglijkheid blijkt zeer hoog te zijn (650 000 cm²/Vs bij 77 °K), zodat InSb ook zeer geschikt is voor gebruik als hallgenerator. De sterke invloed die een magnetisch veld heeft op de weerstand van InSb, heeft eveneens geleid tot een aantal toepassingen, zoals verplaatsingsopnemers en kleine meetsondes voor sterke magnetische velden.

De bereiding van zeer zuivere InSb-monokristallen geschiedt met behulp van vooraf gezuiverd indium en antimoon. De verbinding wordt verder nog gezuiverd met behulp van zonesmelten, waarna het materiaal monokristallijn wordt gemaakt door optrekken uit de smelt op het 211-vlak. Door toevoeging van b.v. germanium aan de smelt wordt materiaal van type *P* verkregen; zonder toevoegingen krijgt men materiaal van type *N*, als gevolg van resterende onzuiverheden.

ALGEMENE BESCHOUWINGEN OVER VERSCHILVERSTERKERS

door G. KLEIN en J. J. ZAALBERG van ZELST. 621.317.725.083.6:621.375

Voor het versterken van de spanning tussen twee punten die beide een spanning tegen aarde hebben, en waarbij dus de gevraagde spanning het verschil tussen twee (evtl. veel grotere) spanningen is, wordt in toenemende mate gebruik gemaakt van speciaal hiervoor ontwikkelde versterkers. Hier zal in een tweetal artikelen een uiteenzetting worden gegeven van de problemen die zich bij de ontwikkeling van dergelijke „verschilversterkers" voordoen. Het eerste van deze artikelen bevat een algemene beschouwing over het onderwerp. Er worden o.a. een aantal toepassingsgebieden van verschilversterkers genoemd, en er wordt nagegaan aan welke eisen dergelijke versterkers moeten voldoen.

In de meettechniek wordt men dikwijls voor de opgave gesteld een elektrische spanning tussen twee punten te meten terwijl deze punten beide ten opzichte van aarde spanningen hebben die groot zijn in vergelijking met hun onderlinge spanning. De laatste treedt dan dus als verschil van twee spanningen op. Dit te meten „spanningsverschil" zowel als de gemeenschappelijke spanning kan een gelijkspanning dan wel een wisselspanning zijn; ook een combinatie van beide is mogelijk.

In sommige gevallen zal het uitvoeren van de genoemde meting met weinig moeilijkheden gepaard gaan. Zo zal men, om in *fig. 1* het spanningsverschil E_x van de punten *a* en *b* te meten, ook als de spanning E_s groot is, vaak gebruik kunnen maken van een

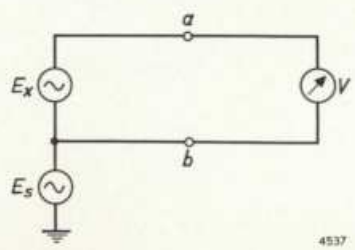

Fig. 1. Door middel van een niet-geaarde voltmeter *V* kan de spanning E_x tussen de punten *a* en *b* worden gemeten, onafhankelijk van een eventueel aanwezige spanning E_s ten opzichte van aarde.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spanningsmeter V, mits deze zodanig geïsoleerd is opgesteld dat de spanning E_s de uitslag niet beïnvloedt; dit laatste is op eenvoudige en voor de hand liggende manieren te controleren.

Het probleem wordt minder eenvoudig wanneer een meetversterker moet worden gebruikt. In vele gevallen is één der beide ingangsklemmen van een dergelijke versterker geaard en het zal duidelijk zijn dat deze dan voor metingen als hier bedoeld zijn, onbruikbaar is. Men zou kunnen overwegen om dan de spanningen van de punten a en b ten opzichte van aarde afzonderlijk te meten en uit het verschil hiervan E_x te bepalen. Wanneer E_x klein is in vergelijking met E_s, is echter de uitkomst van een dergelijke meting zeer onnauwkeurig — dit is immers een typisch bezwaar van verschilmetingen [1]).

Ook wanneer een versterker beschikbaar is waarvan geen der beide ingangsklemmen is geaard (dus b.v. een balansversterker), treden moeilijkheden op, die ontstaan door onvermijdelijke onvolmaaktheden in de symmetrie. Immers, alleen bij een ideale balansversterker zal een spanning E_s die op de beide ingangsklemmen i en i' staat (zie *fig. 2*), géén spanning tussen de uitgangsklemmen u en u' veroorzaken. Wenst men met een niet-ideale versterker het spanningsverschil E_x van i en i' te versterken en te meten (zie *fig. 3*), dan bestaat de mogelijkheid dat een storende spanning E_s in ontoelaatbare mate tot het meetresultaat bijdraagt.

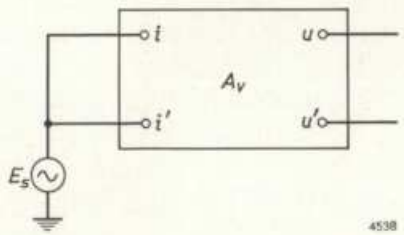

Fig. 2. Verschilversterker A_v met op de beide ingangsklemmen i en i' de spanning E_s. Bij een volmaakt symmetrische versterker ontstaat dan tussen de uitgangsklemmen u en u' geen spanning.

Indien E_x een andere frequentie heeft dan de storende spanning E_s, kan men met behulp van filters de invloed van E_s op het uitgangssignaal van de versterker opheffen. Vaak is dit echter niet mogelijk doordat de frequentiespectra van E_x en E_s elkaar geheel of gedeeltelijk overlappen.

[1]) Bovendien zou men bij wisselspanningen — gesteld dat E_s en E_x dezelfde frequentie hebben, want anders is een dergelijke meting in het geheel niet mogelijk — een eventueel fazeverschil tussen de beide te meten spanningen moeten vaststellen, wat een extra complicatie en een extra onnauwkeurigheid in het meetresultaat betekent.

Het toenemende belang van metingen zoals hierboven aangeduid, heeft ertoe geleid dat speciale versterkers zijn ontwikkeld voor het versterken van het spanningsverschil van twee punten die een spanning tegen aarde gemeen hebben. De eigenschappen en toepassingen van deze zg. verschilversterkers vormen het onderwerp van dit artikel. Allereerst zullen wij het belang van dergelijke versterkers illustreren door een korte opsomming van een aantal gevallen waarin kleine spanningsverschillen moeten worden versterkt en eventueel nauwkeurig gemeten.

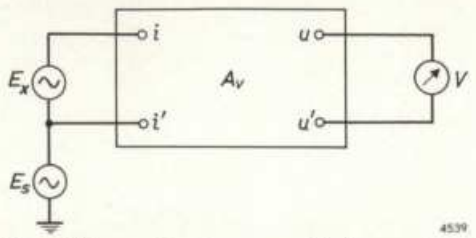

Fig. 3. Verschilversterker A_v waarmede de spanning E_x tussen de ingangsklemmen wordt gemeten bij aanwezigheid van een storende spanning E_s.

Toepassingsgebieden van verschilversterkers

Medische toepassingen

Bij cardiografie en encefalografie worden elektrische spanningen tussen twee punten aan het oppervlak van het menselijk lichaam geregistreerd en eventueel gemeten. Bij cardiografie kiest men hiervoor b.v. een punt op ieder van de beide armen, waartussen door de werking van de hartspier een wisselende spanning van maximaal enkele millivolts ontstaat. Voor het opnemen van een spanning die door de werking van de hersenen wordt opgewekt (encefalografie), brengt men twee elektrodes aan op de schedel. Bij een geschikte keuze van de plaats van deze elektrodes ontstaat hiertussen door de werking van de hersenen een wisselspanning van de orde van enkele tientallen microvolts. Het verloop als functie van de tijd van de genoemde spanningen kan de medicus veel leren omtrent het al of niet aanwezig zijn van bepaalde afwijkingen aan hart of hersenen van een patiënt.

Een der grootste moeilijkheden die bij het opnemen van dergelijke oscillogrammen moeten worden overwonnen, ontstaat door de aanwezigheid van leidingen voor de voeding van lampen, versterkers, enz. Hierdoor wordt nl. tussen het gehele lichaam van de patiënt en aarde een wisselspanning geïnduceerd, die meestal vele malen groter is dan het te registreren spanningsverschil van de twee elektrodes. Om deze storende spanning zo klein mogelijk

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

te houden, wordt het lichaam van de patiënt geleidend met aarde verbonden, veelal door een geleidende verbinding aan één der benen (*fig. 4*). Door het feit dat de huid een vrij grote weerstand heeft, is een dergelijke aarding echter nooit volmaakt, en men kan op deze wijze dan ook niet voorkomen dat door inductie vanuit elektrische leidingen op het lichaam storende spanningen ontstaan [2]).

Een middel om deze ongewenste spanningen te verkleinen, zou natuurlijk zijn om alle elektrische leidingen uit de nabijheid van de patiënt en de meetopstelling te weren, doch het behoeft geen betoog dat dit vrij moeilijk uitvoerbaar is. Eenvoudiger is het om gebruik te maken van een verschilversterker, die uitsluitend het spanningsverschil van de beide meetplaatsen versterkt en die niet reageert op een spanning die beide meetplaatsen tegen aarde gemeenschappelijk hebben [3]).

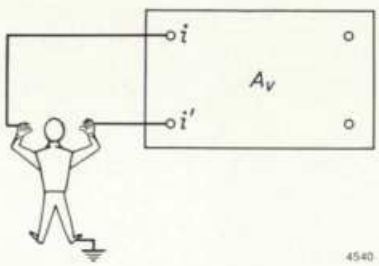

Fig. 4. Schematische voorstelling van de aansluiting van een verschilversterker A_v voor cardiografie. De ingangsklemmen zijn verbonden met de armen van de patiënt, die aan één der benen geaard is.

Technische toepassingen

Ook in de elektronentechniek komt het voor dat men de spanning tussen twee punten wil meten, versterken of registreren terwijl geen van deze beide punten aardpotentiaal heeft. Wij zullen enkele voorbeelden noemen van gevallen waarbij deze noodzakelijkheid zich voordoet.

Als eerste voorbeeld noemen wij de meting van de spanning tussen rooster en katode van een buis waarbij geen van deze beide elektrodes is geaard, dus b.v. een buis in anodebasischakeling. Een op deze wijze geschakelde buis wordt vaak gebruikt als „katodevolger" (*fig. 5*). Hierbij is de wisselspanning tussen de katode en aarde vrijwel gelijk aan de wisselspanning tussen het rooster en aarde. In het ideale geval zal tussen de beide genoemde elektrodes geen wisselspanning aanwezig zijn. Om na te gaan hoe dicht dit ideaal wordt benaderd, kan

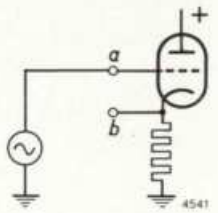

Fig. 5. Vereenvoudigde schakeling voor een katodevolger. In het ideale geval hebben de punten *a* en *b* dezelfde wisselspanning ten opzichte van aarde. Hoe dicht dit ideaal wordt benaderd, kan met behulp van een verschilversterker worden nagegaan.

men de wisselspanning tussen de punten *a* en *b* trachten te meten. Daar deze spanning steeds klein is ten opzichte van de spanning die *a* en *b* tegen aarde hebben, is hier het gebruik van een verschilversterker gewenst.

Een tweede geval waar deze wens aanwezig is, doet zich voor wanneer men een kleine spanning wil meten op een plaats die alleen via lange leidingen kan worden bereikt. Een voorbeeld is de meting van de temperatuur op een moeilijk toegankelijk punt met behulp van een thermokoppel. Dit thermokoppel wordt dan door meer of minder lange draden verbonden met het meetinstrument of met een versterker (*fig. 6*). Vrijwel altijd worden in deze verbindingsdraden storende spanningen opgewekt [4]), die ook hier vaak vele malen groter zijn dan de te meten spanning. Als de beide draden dicht genoeg bij elkaar worden gelegd, zal de storende spanning in faze op de beide ingangsklemmen van de versterker staan. Ook hier kan een verschilversterker het mogelijk maken het spanningsverschil van de draden te versterken en te meten, ondanks een grote waarde van de storende geïnduceerde spanning.

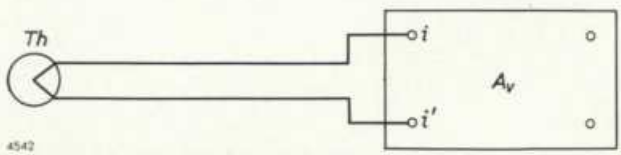

Fig. 6. Thermokoppel *Th*, dat met een lange dubbeldraadsleiding is verbonden met de ingangsklemmen *i* en *i'* van een verschilversterker A_v.

[2]) Ook tussen de lichaamsdelen, b.v. tussen de armen, kunnen door inductie storende spanningen ontstaan. Deze zijn echter veel kleiner, ten gevolge van de geringe weerstand van het inwendige van het menselijke lichaam.

[3]) Het gebruik van verschilversterkers voor een bijzondere vorm van de cardiografie, nl. de vectorcardiografie, is in dit tijdschrift reeds eerder beschreven: G. C. E. Burger en G. Klein, Philips techn. T. **21**, 25-39, 1959 (no. 1).

[4]) Deze storende spanningen kunnen ontstaan door inductie, en ook als het thermokoppel en de versterker op verschillende plaatsen zijn geaard. Tussen deze „aardpunten" bestaat nl. vaak een spanning. Contact van het thermokoppel met „aarde" is vaak niet te vermijden als de temperatuur in een oven moet worden gemeten. Door de hoge temperatuur worden dan nl. verschillende isolatiematerialen meer of minder geleidend.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een ander terrein waar een verschilversterker van veel nut is, is dat van metingen met behulp van brugschakelingen. In *fig. 7* is een dergelijke schakeling getekend. De spanningsbron is aangesloten tussen de punten *a* en *b*, het meetinstrument tussen *c* en *d*. Tijdens een meting kan dus niet zowel de spanningsbron als het meetinstrument geaard zijn. Legt men één der klemmen van het meetinstrument aan aarde, b.v. *d*, dan mag geen der klemmen *a* en *b* met aarde verbonden zijn. De nauwkeurigheid van de meting kan dan nadelig worden beïnvloed doordat zich parallel met de impedanties Z_3 en Z_4 de capaciteiten bevinden die de beide uitgangsklemmen van de „zwevende" spanningsbron ten opzichte van aarde hebben. Vooral bij hogere frequenties kunnen hierdoor grote fouten ontstaan [5]). Deze moeilijkheid treedt niet op als één der klemmen van de spanningsbron wordt geaard, b.v. *b*.

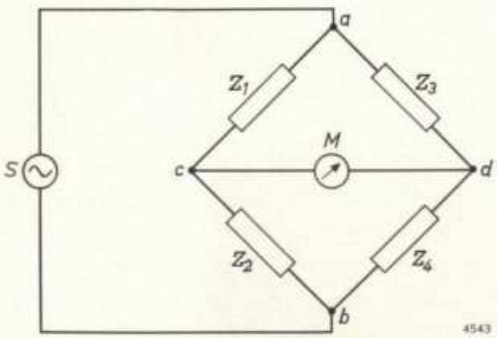

Fig. 7. Brugschakeling, bestaande uit de impedanties Z_1, Z_2, Z_3 en Z_4. *S* spanningsbron, *M* meetinstrument.

In dit geval moet echter de spanning tussen *c* en *d* met een niet-geaard instrument worden gemeten. Wanneer de brug vrijwel in evenwicht is, is de spanning tussen de laatstgenoemde punten klein ten opzichte van hun spanning tegen aarde. Een verschilversterker is dan het aangewezen hulpmiddel om de spanning tussen *c* en *d* vast te stellen.

Verschilversterkers vinden ook veelvuldig toepassing bij nauwkeurige metingen aan elektronische apparaten. Als voorbeeld noemen wij hier een methode om met grote nauwkeurigheid de vervorming van een versterker te meten. Hierbij wordt aan de ingang van deze versterker een signaal E_i gelegd (zie *fig. 8*), terwijl uit de versterkte uitgangspanning E_u door middel van een spanningsdeler een spanning E_u' wordt afgetakt, die men gelijk maakt aan E_i. Dit is alleen exact mogelijk indien in de versterker geen vervorming ontstaat. Is er wèl

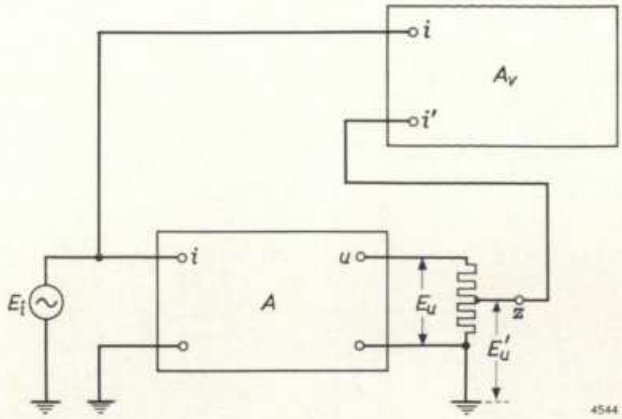

Fig. 8. Schematische voorstelling van een methode om met behulp van de verschilversterker A_v de in de versterker *A* optredende vervorming te meten.

vervorming, dan kan de gelijkheid van E_i en E_u' alleen voor de grondfrequentie worden verkregen. (Op fazedraaiing in de versterker gaan wij hier niet nader in.) De spanning tussen de klemmen *i* en *z* bestaat dan uitsluitend uit de hogere harmonischen, die door vervorming in de versterker ontstaan. Het meten van het spanningsverschil van *i* en *z* is nu een middel om zeer nauwkeurig de vervorming te bepalen. Immers, men meet hierbij de hogere harmonischen zonder de altijd veel grotere grondcomponent van de uitgangsspanning. Voor het meten van het kleine spanningsverschil van de punten *i* en *z* is ook hier weer een verschilversterker een geschikt hulpmiddel.

Ook de frequentiekarakteristiek van een versterker (de versterking als functie van de frequentie) kan op een dergelijke wijze met een grote nauwkeurigheid worden opgenomen, terwijl het eveneens mogelijk is om volgens een op het beschreven principe berustende methode de fazeverschuiving tussen ingangs- en uitgangsspanning van een versterker te meten.

Wij willen de opsomming van toepassingsmogelijkheden van verschilversterkers hiermede beëindigen. Na de, in een volgend artikel te geven, beschrijving van een aantal voor deze versterkers toegepaste schakelingen zullen nog enkele andere toepassingsmogelijkheden worden behandeld.

De karakteristieke grootheden van een verschilversterker

De eenvoudigste vorm van een verschilversterker is een normale balansversterker, en we zullen deze dan ook als uitgangspunt voor onze beschouwingen kiezen. Ter verdere vereenvoudiging nemen wij allereerst aan dat een dergelijke versterker bestaat uit twee afzonderlijke, volmaakt

[5]) Een door K. W. Wagner aangegeven middel om deze fouten te voorkomen, de zg. wagneraarde, kan in vele gevallen bezwaarlijk worden gebruikt, omdat de meting hierdoor te gecompliceerd wordt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gelijke, delen. In *fig. 9* zijn deze met A en A' aangegeven. De ingangs- en uitgangsklemmen zijn respectievelijk i-i' en u-u'. De spanningen tussen deze klemmen en aarde zullen wij aanduiden als E_i, E_i', E_u en E_u'. Zijn E_i en E_i' gelijk, dan zijn ook

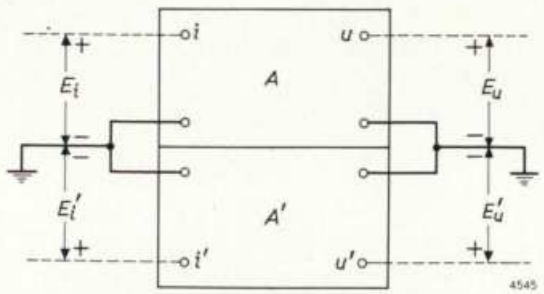

Fig. 9. Blokschema van een balansversterker die uit twee gelijke en onafhankelijk van elkaar werkende gedeelten, A en A', bestaat.

E_u en E_u' gelijk. Tussen de klemmen u en u' is dan geen spanning aanwezig. Zijn E_i en E_i' even groot en tegengesteld, dan zal dit ook het geval zijn met E_u en E_u'. De gemiddelde waarde van deze beide spanningen is dan dus nul.

Hebben E_i en E_i' willekeurige waarden, dan kan men ieder van deze spanningen samengesteld denken uit twee componenten, zodanig dat de eerste componenten van beide spanningen aan elkaar gelijk zijn en de tweede componenten even groot maar onderling tegengesteld. Noemen we deze componenten resp. E_{if} en E_{it}, dan bestaan dus tussen E_{if}, E_{it} en de ingangsspanningen E_i en E_i' per definitie de volgende betrekkingen:

$$\left.\begin{aligned} E_i &= E_{if} + E_{it}\,, \\ E_i' &= E_{if} - E_{it}\,. \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Hieruit volgt:

$$\left.\begin{aligned} E_{if} &= \tfrac{1}{2}(E_i + E_i')\,, \\ E_{it} &= \tfrac{1}{2}(E_i - E_i')\,. \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

In *fig. 10*, waarin met A_v wederom een verschil-

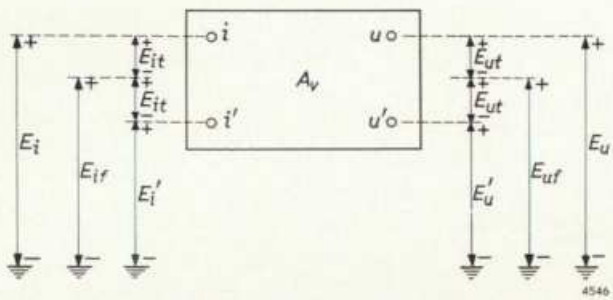

Fig. 10. Verschilversterker A_v, waarbij aangegeven zijn de ingangs- en uitgangsspanningen, E_i en E_i', resp. E_u en E_u'. Tevens zijn aangegeven de faze- en tegenfazecomponenten van deze spanningen: E_{if} en E_{it}, resp. E_{uf} en E_{ut}.

versterker is aangeduid, zijn de twee ingangsspanningen en hun op de beschreven wijze verkregen componenten aangegeven.

Zijn E_i en E_i' wisselspanningen, dan kan men zeggen dat E_{if} *in faze* op de beide ingangsklemmen staat en E_{it} *in tegenfaze*. Op dezelfde wijze kan men de uitgangsspanningen, E_u en E_u', ieder ontbinden in een component E_{uf} en een component E_{ut} resp. $-E_{ut}$. Aan de uitgangsklemmen is de component E_{uf} in faze, de component E_{ut} in tegenfaze aanwezig. Wij zullen ons daarom in het hiernavolgende gemakshalve bedienen van de uitdrukkingen *fazecomponent* en *tegenfazecomponent* van de ingangs- en de uitgangsspanningen, onverschillig of wij met wisselspanningsversterkers dan wel met gelijkspanningsversterkers te doen hebben.

Het kan van nut zijn, de tweede verg. (2) als volgt onder woorden te brengen: *de tegenfazecomponent van de ingangsspanningen is gelijk aan de helft van het spanningsverschil van de ingangsklemmen dat wij willen versterken.*

Zoals men gemakkelijk inziet, zal bij een verschilversterker bestaande uit een combinatie van twee volmaakt gelijke versterkerdelen, de tegenfazecomponent E_{it} van de ingangsspanningen uitsluitend een tegenfazecomponent E_{ut} van de uitgangsspanningen veroorzaken, terwijl de fazecomponent E_{if} uitsluitend een fazecomponent E_{uf} doet ontstaan. Daar echter de beide versterkerdelen in de praktijk nooit volmaakt gelijk zijn, treedt een afwijking van deze ideale situatie op, in dier voege dat een zuiver ingangsfazesignaal aan de uitgangsklemmen een combinatie van twee spanningen doet ontstaan, die behalve een fazecomponent ook een tegenfazecomponent bevat. Evenzo zal een aan de ingangsklemmen aanwezig zuiver tegenfazesignaal aan de uitgangsklemmen zowel een tegenfaze- als een fazespanning veroorzaken. Wordt aan de ingang een combinatie van twee spanningen toegevoerd die zowel een fazecomponent E_{if} als een tegenfazecomponent E_{it} bevat, dan kan men voor de beide componenten van de uitgangsspanningen de volgende vergelijkingen opschrijven:

$$\left.\begin{aligned} E_{ut} &= A\,E_{it} + B\,E_{if}\,, \\ E_{uf} &= C\,E_{if} + D\,E_{it}\,. \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

De mate waarin een verschilversterker aan zijn doel beantwoordt, kan men nu aangeven door drie getallen: de *rejectiefactor* [6]) H, de *discriminatiefactor* F, en een derde, minder belangrijke en daarom naamloze, factor G. Deze drie getallen hangen met

[6]) Deze factor werd ook reeds gebruikt in het onder [3]) aangehaalde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de factoren A, B, C, D in verg. (3) samen volgens de definities:

$$\left.\begin{aligned} H &= \frac{A}{B}, \\ F &= \frac{A}{C}, \\ G &= \frac{A}{D}. \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Beperken we ons voorlopig tot H en F, dan kunnen we de betekenis daarvan als volgt onder woorden brengen. De rejectiefactor H is gelijk aan de verhouding van een fazespanning en een tegenfazespanning die op de ingang moeten worden gezet om eenzelfde tegenfazespanning aan de uitgang te doen ontstaan. De discriminatiefactor F is de verhouding van de versterkingen die een zuiver tegenfazesignaal en een zuiver fazesignaal ondergaan. Blijkens de rol van A en C in verg. (3) verstaan we hierbij onder de genoemde versterkingen respectievelijk de verhouding van tegenfaze-uitgangssignaal tot tegenfaze-ingangssignaal en de verhouding van faze-uitgangssignaal tot faze-ingangssignaal.

Vereiste waarden van rejectiefactor en discriminatiefactor

Uit het bovenstaande zal het duidelijk geworden zijn dat voor een volmaakte verschilversterker geldt $B = 0$, zodat de rejectiefactor H oneindig groot is. E_{ut} is dan een getrouw beeld van E_{it}, en een eventuele ingangsfazespanning E_{if} heeft hierop geen invloed (verg. 3). In werkelijkheid kan men met een eindige rejectiefactor genoegen nemen; de hieraan te stellen eisen hangen af van het doel waarvoor men de versterker wil gebruiken, en van de omstandigheden waaronder de versterker moet werken. Met name is van belang de grootte van het ongewenste faze-ingangssignaal — dat immers de reden is waarom men geen normale versterker kan gebruiken —, of nauwkeuriger gezegd: de verhouding van dit signaal tot het te versterken tegenfazesignaal.

Om een indruk te geven van de grootte van H die in een bepaald geval gewenst wordt, richten wij ons weer tot de medische toepassingsgebieden. Het is gebleken dat het lichaam van een patiënt, ook als dit goed geleidend met aarde wordt verbonden, vaak een wisselspanning van ongeveer 10 mV tegen aarde heeft. De spanning die door de werking van de hartspier tussen twee plaatsen aan het oppervlak van het lichaam optreedt, is van de orde van grootte van 1 mV. Wenst men nu b.v. dat aan de uitgangszijde van een te gebruiken verschilversterker het tegenfazesignaal voor niet meer dan één procent vervalst wordt door het faze-ingangssignaal, dan zal de absolute waarde van de rejectiefactor ten minste 1000 moeten zijn [7]).

Bij encefalografie zijn de te registreren spanningen op zijn minst tien maal kleiner dan bij cardiografie, terwijl de storende fazespanning even groot is. Hierdoor worden aan de rejectiefactor van een verschilversterker voor encefalografie hogere eisen gesteld. Een minimale absolute waarde van 10 000 is hier meestal gewenst.

Behalve de eis dat E_{ut} een getrouw beeld is van E_{it}, verlangt men van een verschilversterker in het algemeen ook dat in het uitgangssignaal de fazecomponent in mindere mate domineert dan in het ingangssignaal. Dit houdt in, dat deze component minder versterkt moet worden dan de tegenfazecomponent, d.w.z. dat de discriminatiefactor F groter dan 1 moet zijn [8]). Hoèveel groter, hangt weer van de omstandigheden af, maar vooruitlopend op het laatste hoofdstuk van dit artikel willen we alvast vermelden dat een behoorlijk grote waarde van F vooral van belang is voor de eerste trap van een versterker. Wordt nl. in deze trap de fazecomponent slechts weinig versterkt, dan bevatten de ingangssignalen van de tweede trap slechts een kleine fazecomponent, waardoor aan de rejectiefactor van deze trap relatief geringe eisen behoeven te worden gesteld. Dit kan een belangrijke vereenvoudiging betekenen voor de bouw van deze versterkertrap (en volgende trappen) [9]).

Wordt de eerste trap geconstrueerd op een wijze die we in een volgend artikel willen beschrijven — waarbij de rejectiefactor H van deze trap een zeer grote waarde heeft —, dan blijkt dat F van deze trap ongeveer gelijk is aan 0,1 H. Het fazesignaal is dan aan de ingang van de tweede trap dermate verzwakt ten opzichte van het tegenfazesignaal dat men voor die trap genoegen kan nemen met een waarde $H > 100$, een eis waaraan met vrij eenvoudige middelen kan worden voldaan.

Na deze beschouwingen over de factoren H en F behoeven we slechts enkele woorden te wijden aan

---

[7]) Een grotere waarde van H heeft weinig zin, omdat het tegenfazesignaal aan de ingangsklemmen toch ook al een storende spanning bevat, die door inductie tussen de meetplaatsen ontstaat.

[8]) F zou b.v. = 1 zijn indien de twee, onderling gelijke, delen van de versterker in fig. 9 geheel onafhankelijk van elkaar werken: $A = C$, en $B = 0$, $D = 0$. Men ziet hieruit dat de conditie $H = \infty$ wel nodig maar niet voldoende is om een ideale verschilversterker te krijgen.

[9]) In dit opzicht is een zekere analogie aanwezig met de richtlijnen voor het bestrijden van ruis in ontvangers en versterkers. Ook hierbij is meestal de ruis van de eerste trap doorslaggevend voor die van het gehele toestel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de derde factor, $G = A/D$ (verg. 3), die we hebben ingevoerd. Hij drukt de verhouding uit van de tegenfaze- en de fazesignalen die aan de uitgang ontstaan als gevolg van een zelfde tegenfazesignaal aan de ingang. Het feit dat D niet nul is (G niet oneindig), heeft generlei invloed op de grootte van het gewenste tegenfazesignaal aan de uitgang. Hieruit is wel plausibel dat de factor G van veel minder belang voor de beoordeling van een verschilversterker is dan de factoren H en F. Bij nader inzien blijkt dat G wèl enige invloed heeft op de resulterende waarden van H en F van een verschilversterker die uit verscheidene trappen bestaat (zie het laatste hoofdstuk). Bij de normaal voorkomende waarden van H en F voor de afzonderlijke trappen blijkt echter de invloed van G ook in dit opzicht slechts klein te zijn.

Wij willen er ten slotte op wijzen dat de hierboven voor H en F genoemde eisen bedoeld zijn als minimumeisen waaraan een verschilversterker moet voldoen, wil hij voor het beoogde doel bruikbaar zijn. Aan deze eisen moet dus voldaan worden onder de ongunstigste omstandigheden met betrekking tot de symmetrie van de beide delen van de versterker. Bij het vervangen van buizen of andere onderdelen, of bij variatie van de temperatuur, zal in het algemeen zowel H als F veranderen. Door op één of op beide versterkerdelen een met de hand bediende versterkingsregeling aan te brengen, ontstaat meestal de mogelijkheid om de symmetrie met een zeer grote graad van nauwkeurigheid in te stellen en hierdoor zeer grote waarden van H en F te bereiken. In de regel wordt echter de eis gesteld dat zonder „naregelen" H noch F beneden de minimaal toelaatbare waarde daalt. Bij het ontwerpen van een verschilversterker zal men dus de rejectiefactor en de discriminatiefactor dienen te berekenen voor het geval dat alle omstandigheden die deze factoren beïnvloeden, in ongunstige richting werkzaam zijn, en dat dus hun invloeden op H en F niet compenserend werken. Alleen dan kunnen bepaalde minimale waarden worden gegarandeerd. De in werkelijkheid optredende rejectie- en discriminatiefactoren zullen dan bijna steeds veel groter zijn.

Rejectiefactor en discriminatiefactor van een meertrapsversterker

Wij zullen thans de karakteristieke grootheden van een verschilversterker die uit *twee* trappen bestaat, uitdrukken in de grootheden H, F en G van ieder van deze trappen afzonderlijk. Voor de eerste en tweede trap gebruiken wij resp. de indices 1 en 2, en we gaan uit van de vergelijkingen (3) in de vorm:

$$\left.\begin{aligned} E_{ut} &= A\,E_{it} + \frac{A}{H}E_{if}, \\ E_{uf} &= \frac{A}{F}E_{if} + \frac{A}{G}E_{it}. \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ (4)$$

Wij nemen aan dat aan de ingangszijde van de versterker een tegenfazesignaal E_{it} en een fazesignaal E_{if} werkzaam zijn. Is de tegenfazeversterking van de eerste trap A_1, dan zal aan de uitgang van deze trap een tegenfazesignaal verschijnen dat gelijk is aan:

$$A_1E_{it} + \frac{A_1}{H_1}E_{if}. \quad \ldots\ (5)$$

Het fazesignaal op deze plaats is

$$\frac{A_1}{F_1}E_{if} + \frac{A_1}{G_1}E_{it}. \quad \ldots\ (6)$$

Deze beide signalen worden toegevoerd aan de tweede trap. Hiervan de versterking voor tegenfazesignalen A_2 stellend, vinden wij voor het tegenfazesignaal aan de uitgang van de tweede trap, na een eenvoudige herleiding:

$$E_{ut} = A_1A_2\left(1 + \frac{1}{G_1H_2}\right)E_{it} + \\ + A_1A_2\left(\frac{1}{H_1} + \frac{1}{F_1H_2}\right)E_{if}. \quad \ldots\ (7)$$

Op analoge wijze leiden wij af dat voor het fazesignaal aan de uitgangsklemmen geldt:

$$E_{uf} = A_1A_2\left(\frac{1}{F_1F_2} + \frac{1}{H_1G_2}\right)E_{if} + \\ + A_1A_2\left(\frac{1}{G_1F_2} + \frac{1}{G_2}\right)E_{it}. \quad \ldots\ (8)$$

Uit (7) volgt de totale versterking voor tegenfazesignalen:

$$A_{tot} = A_1A_2\left(1 + \frac{1}{G_1H_2}\right), \quad \ldots\ (9)$$

terwijl uit deze zelfde vergelijking voor de rejectiefactor H_{tot} van de uit twee trappen bestaande versterker volgt:

$$H_{tot} = H_1\,\frac{1 + \dfrac{1}{G_1H_2}}{1 + \dfrac{H_1}{F_1H_2}}. \quad \ldots\ (10)$$

Voor de discriminatiefactor F_{tot} vinden wij uit (7) en (8):

$$F_{tot} = H_1G_2\,\frac{1 + \dfrac{1}{G_1H_2}}{1 + \dfrac{H_1G_2}{F_1F_2}}. \quad \ldots\ (11)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ten slotte kunnen wij uit (7) en (8) ook een grootheid G_{tot} afleiden, die de mate bepaalt waarin uit een tegenfaze-ingangssignaal een faze-uitgangssignaal ontstaat. Wij vinden hiervoor:

$$G_{tot} = G_2 \frac{1 + \frac{1}{G_1 H_2}}{1 + \frac{G_2}{G_1 F_2}}. \quad \ldots \quad (12)$$

Het is van belang erop te wijzen dat H, F en G zowel positief als negatief kunnen zijn. Voor een versterker die uit één enkele trap bestaat, zijn de tekens van deze grootheden doorgaans van geen belang. Bij een uit twee trappen bestaande versterker bestaat de mogelijkheid dat door verschillende tekens van b.v. H_1 en H_2 de grootheid H_{tot} een zeer grote absolute waarde verkrijgt, terwijl toch de absolute waarden van H_1 en H_2 vrij klein zijn. Een op deze wijze verkregen zeer grote rejectiefactor kan echter nimmer worden gegarandeerd. Om de onder de ongunstigste omstandigheden voorkomende grootten van H_{tot}, F_{tot} en G_{tot} te kunnen berekenen, moeten wij aannemen dat alle factoren in dezelfde (ongunstige) richting werken.

De formules (9) t/m (12) kunnen met goede benadering in een eenvoudiger vorm worden geschreven. In alle voor praktische toepassing in aanmerking komende gevallen is nl. $G_1 H_2$ groot ten opzichte van 1 (b.v. $G_1 = 10$ en $H_2 = 100$). We kunnen dus $1/G_1 H_2$ verwaarlozen ten opzichte van 1, waardoor de genoemde formules als volgt kunnen worden geschreven:

$$A_{tot} = A_1 A_2, \quad \ldots \ldots \quad (9a)$$

$$\frac{1}{H_{tot}} = \frac{1}{H_1} + \frac{1}{F_1 H_2}, \quad \ldots \quad (10a)$$

$$\frac{1}{F_{tot}} = \frac{1}{H_1 G_2} + \frac{1}{F_1 F_2}, \quad \ldots \quad (11a)$$

$$\frac{1}{G_{tot}} = \frac{1}{G_1 F_2} + \frac{1}{G_2}. \quad \ldots \quad (12a)$$

Uit (10a) volgt dat voor een grote waarde van H_{tot} nodig is dat zowel H_1 als het produkt $F_1 H_2$ groot is. Men zal dus allereerst trachten de rejectiefactor van de eerste trap zo groot mogelijk te maken. Wij hebben hierboven reeds vermeld dat in dit geval (bij onze schakeling) de discriminatiefactor van de orde van grootte van $^1/_{10}$ van de rejectiefactor is, dus $F_1 = 0{,}1\ H_1$. Wordt voor de tweede trap een eenvoudige schakeling gebruikt, dan zal de rejectiefactor H_2 van deze trap toch ten minste ongeveer 100 zijn. Hierdoor is $1/F_1 H_2$ steeds klein ten opzichte van $1/H_1$ en wordt H_{tot} ongeveer gelijk aan H_1. De rejectiefactor van een verschilversterker die uit twee trappen bestaat, wordt dus, zoals wij in een voorgaande hoofdstuk reeds kwalitatief hebben beredeneerd, in hoofdzaak bepaald door de rejectiefactor van de eerste trap.

Hebben wij de eerste trap van een verschilversterker zodanig geconstrueerd dat deze een zeer grote rejectiefactor heeft, dan kan natuurlijk ook in vergelijking (11a) F_1 ongeveer gelijk aan $0{,}1\ H_1$ worden gesteld. Wij vinden dan:

$$\frac{1}{F_{tot}} \approx \frac{1}{H_1}\left(\frac{1}{G_2} + \frac{10}{F_2}\right).$$

Zelfs wanneer voor de tweede trap een zeer eenvoudige schakeling wordt gebruikt, zal de tussen haken geplaatste vorm toch altijd kleiner zijn dan 1. (Dit is immers reeds het geval als G_2 groter is dan 2 en F_2 groter dan 20.) Wij zien dat dan de discriminatiefactor F_{tot} van de gehele tweetrapsversterker groter is dan de rejectiefactor H_1 van de eerste trap, dus ook groter dan H_{tot}. Dit is altijd voldoende om voor een derde trap en eventuele volgende trappen genoegen te kunnen nemen met vrij kleine waarden van de rejectiefactor.

De grootheid G_{tot} is blijkens (12a) bij voldoend grote waarde van F_2 ongeveer gelijk aan G_2. Om dezelfde redenen als vermeld bij de eentraps-verschilversterker, behoeft aan deze factor in het algemeen geen bijzondere aandacht te worden besteed. (G_{tot} speelt nl. alleen een rol indien aan de uitgangsklemmen een bijzonder grote verhouding tussen tegenfazesignaal en fazesignaal wordt verlangd.) Het probleem van de constructie van een goede verschilversterker, die dus het tegenfazesignaal aan de ingangsklemmen versterkt en daarbij zeer weinig wordt beïnvloed door een storend fazesignaal, kan derhalve, zoals reeds is betoogd, worden teruggebracht tot de samenstelling van de eerste trap.

Schakelingen die kunnen worden gebruikt om aan de hoge eisen voor de eerste trap te voldoen, zullen wij beschrijven in het reeds genoemde volgende artikel.

Samenvatting. Na een vermelding van een aantal toepassingen van verschilversterkers in de medische en technische wetenschap wordt nader ingegaan op de eisen die aan dergelijke versterkers moeten worden gesteld. Als grootheden waarmee de belangrijkste eigenschappen van deze versterkers kunnen worden beschreven, worden de rejectiefactor en de discriminatiefactor gedefinieerd. Voor een versterker die uit twee trappen bestaat, worden de genoemde factoren berekend uit die van de beide trappen afzonderlijk. Aangetoond wordt dat aan de eisen die aan een goede verschilversterker gesteld moeten worden, voldaan is als de *eerste* trap een grote rejectiefactor en een grote discriminatiefactor heeft. Voor de volgende trappen kunnen dan vrij eenvoudige schakelingen worden gebruikt. Schakelingen voor verschilversterkers zullen in een volgend artikel worden behandeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

VERSCHIJNSELEN BIJ FM-ONTVANGST LANGS VERSCHILLENDE WEGEN TEGELIJK, EN HET NABOOTSEN ERVAN IN HET LABORATORIUM

door J. KOSTER *).

621.391.826.2:621.376.33

In bergachtige streken kunnen reflexies tegen bergruggen er oorzaak van zijn dat de golven van een radiozender een ontvangantenne bereiken langs verschillende transmissiewegen van ongelijke lengte. In het geval van frequentiemodulatie is vaak het gevolg daarvan een zeer onaangename vervorming van het geluid. De auteur heeft een signaalgenerator geconstrueerd waarmee dit verschijnsel in het laboratorium kan worden nagebootst en nader bestudeerd. Van maatregelen die men in de ontvanger neemt om de genoemde vervorming te verminderen, kan men aldus te allen tijde het effect nagaan, onafhankelijk van de heersende ontvangstcondities.

Voor frequentiemodulatie-omroep (FM-omroep) maakt men gebruik van metergolven. Deze golven bereiken de ontvangers in de regel langs de directe weg van de zend- naar de ontvangantenne. Niet zelden echter bestaan er gelijktijdig een of meer andere transmissiewegen, doordat een obstakel, b.v. een bergrug, de golven terugkaatst. In het algemeen zullen de verschillende wegen niet even lang zijn. De ontvangantenne wordt dan bereikt door twee of meer golven die onderling een zeker looptijdverschil, dus een fazeverschil, vertonen. FM-ontvangers zijn uiteraard voor fazeverschillen gevoelig. Vooral wanneer de gereflecteerde golven niet veel zwakker zijn dan de directe golf, is het gedetecteerde signaal op een eigenaardige manier vervormd. Men krijgt de indruk dat de eindversterker is overbelast, of dat er in de luidspreker iets los zit. De oorzaak is echter van geheel andere aard, zoals uit de onderstaande analyse zal blijken.

Reeds in de beginperiode van de toepassing van FM is de bedoelde vervorming geconstateerd. Ook is men toen al gekomen tot het juiste inzicht in de oorzaak ervan en heeft men middelen ter verbetering aangegeven [1][2][3][4]). Vooral het onder leiding van Arguimbau verrichte onderzoek [3]) heeft hiertoe bijgedragen. Om het effect van deze middelen in het laboratorium te kunnen nagaan, moet men beschikken over een signaalgenerator die een signaal levert dat overeenkomt met hetgeen een antenne onder de genoemde omstandigheden opvangt. Een betrekkelijk eenvoudige oplossing hiervoor wordt in dit artikel beschreven. Om duidelijk te maken aan welke eisen zo'n signaalgenerator moet voldoen, laten we een (vereenvoudigde) analyse van het verschijnsel voorafgaan.

De FM-ontvanger

Voor vele lezers wellicht ten overvloede, is in *fig. 1* het blokschema van een normale FM-omroepontvanger in beeld gebracht. Het audiofrequentiegedeelte (A_3-L) kan hier geheel buiten beschouwing blijven. De hoogfrequentieversterker (A_1), de mengtrap (M) en de middenfrequentieversterker (A_2) mogen in ons betoog worden beschouwd als lineaire onderdelen, d.w.z. men mag er het superpositiebeginsel op toepassen: bij gelijktijdige aanwezigheid van meer dan één signaal vindt men het totale effect door optelling van de effecten der afzonderlijke signalen. Voorwaarde is slechts dat zowel de amplitudekarakteristiek voldoende horizontaal als de fazekarakteristiek voldoende recht is. Aan deze voorwaarden is redelijk goed voldaan indien de bandbreedte van de versterkers niet kleiner is dan ca. drie maal de maximale frequentiezwaai van het

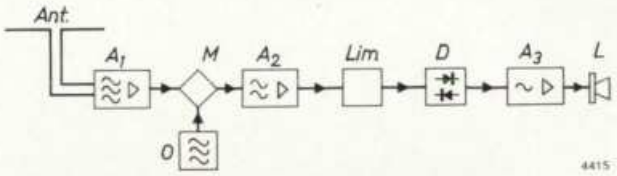

Fig. 1. Blokschema van een normale FM-omroepontvanger. *Ant* antenne. A_1 hoogfrequentieversterker. *M* mengtrap. *O* lokale oscillator. A_2 middenfrequentieversterker. *Lim* begrenzer. *D* FM-detector (discriminator). A_3 audiofrequentieversterker. *L* luidspreker. (Duidelijkheidshalve is de begrenzer getekend als een afzonderlijk blok; in werkelijkheid gebeurt de begrenzing deels in de laatste trap van A_2, deels in de discriminator).

*) Hoofdindustriegroep Radio-, grammofoon- en televisieapparaten, Eindhoven.

1) M. S. Corrington, Frequency-modulation distortion caused by multipath transmission, Proc. Inst. Radio Engrs. **33**, 878-889, 1945.
M. S. Corrington, Frequency modulation distortion caused by common- and adjacent-channel interference, R. C. A. Rev. **7**, 522-560, 1946.

2) F. L. H. M. Stumpers, Interference problems in frequency modulation, Philips Res. Repts. **2**, 136-160, 1947.

3) L. B. Arguimbau en J. Granlund, The possibility of transatlantic communication by means of frequency modulation, Proc. Nat. Electronics Conf., deel III, 644-653, 1947.
L. B. Arguimbau en J. Granlund, Interference in FM reception, Tech. report No. 42, Research Lab. of Electronics, Massachusetts Inst. of Technology, 1947.

4) L. W. Johnson, F.M. receiver design, Wireless World **62**, 497-503, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

uitgezonden signaal. Deze maximale zwaai bedraagt bij omroepzenders 75 kHz volgens internationale overeenkomst.

De begrenzer (*Lim*) en de discriminator (*D*) echter zijn essentieel niet-lineaire systemen. We kunnen daar dus niet volstaan met elk ingangssignaal afzonderlijk te beschouwen, maar moeten ook de resultante van deze signalen in aanmerking nemen. Aanstonds zal blijken dat onder bepaalde omstandigheden de momentele frequentie van de resultante excursies kan maken tot ver buiten het gebied waarbinnen de momentele frequenties van de samenstellende signalen blijven. Om ook aan deze ongunstige omstandigheden het hoofd te kunnen bieden, moet men het niet-lineaire gedeelte van de ontvanger een bandbreedte geven die groter is dan die welke voor een normaal FM-signaal nodig is.

Analyse van het verschijnsel

In een onlangs in dit tijdschrift verschenen artikel is betoogd dat een FM-ontvanger die twee signalen tegelijk krijgt toegevoerd, het sterkste van de twee zal detecteren, terwijl het zwakste zich gedraagt als een storend signaal [5]). Ontvangst van een FM-zender langs verschillende transmissiewegen is te beschouwen als een bijzonder geval hiervan.

Om de beschouwingen niet onnodig gecompliceerd te maken, onderstellen we dat de zender wordt gemoduleerd met een sinusvormig audiosignaal (frequentie $p = \Omega/2\pi$), en dat tussen de zend- en de ontvangantenne niet meer dan twee transmissiewegen bestaan, met een looptijdverschil τ. Van deze twee wegen kan de ene de directe weg en de andere een indirecte weg zijn, maar ook kunnen beide wegen indirect zijn.

In het hoogfrequentiegedeelte van de ontvanger zullen dan twee sinusvormig in frequentie gemoduleerde signalen aanwezig zijn, waarvan het ene een tijd τ achter is bij het andere. In plaats van deze hoogfrequente signalen beschouwen we liever met een de ermee corresponderende middenfrequente signalen, die beide een zelfde bedrag in frequentie lager zijn (dit bedrag is gelijk aan de regelbare frequentie van de lokale oscillator). Voor de momentele frequenties f_a en f_b van de twee middenfrequente signalen geldt:

$$\left.\begin{aligned} f_a &= f_0 + \Delta f \sin \Omega t, \\ f_b &= f_0 + \Delta f \sin \Omega(t-\tau). \end{aligned}\right\} \quad \ldots . \quad (1)$$

Hierin is f_0 de vaste centrale middenfrequentie (waarvoor veelal 10,7 MHz wordt gekozen) en Δf de frequentiezwaai. In *fig. 2* zijn f_a en f_b als functie van de tijd t uitgezet. Zoals men ziet, is gedurende de ene helft van de periode T van het audiosignaal de frequentie f_a kleiner dan f_b, en gedurende de andere

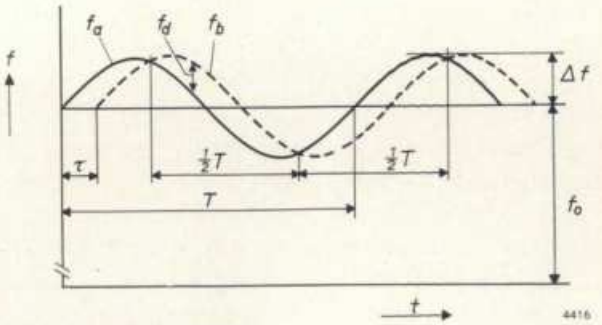

Fig. 2. Momentele middenfrequentie f_a van het direct, en f_b van het indirect ontvangen signaal, veroorzaakt door een FM-zender die met een sinusvormig audiosignaal (frequentie $p = 1/T$) wordt gemoduleerd. De vaste centrale middenfrequentie is f_0 (meestal 10,7 MHz). Het looptijdverschil van de twee transmissiewegen is τ.

helft groter. Het verschil f_d van de twee momentele frequenties is, zoals door eenvoudige berekening uit (1) volgt, een cosinusfunctie van de tijd met de audiofrequentie $\Omega/2\pi$:

$$f_d = f_a - f_b = 2\,\Delta f \sin \tfrac{1}{2}\Omega\tau \cos \Omega(t-\tfrac{1}{2}\tau)\,. \quad (2)$$

We stellen de twee middenfrequente signalen voor door de vectoren **a** en **b** (*fig. 3 en 4*), met lengte a resp. $b \leqq a$ [6]). De vector **a** laten we stilstaan; in overeenstemming met verg. (2) draait de vector **b** dan gedurende $\frac{1}{2}T$ een aantal malen linksom

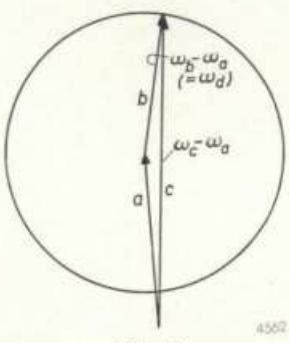

Fig. 3

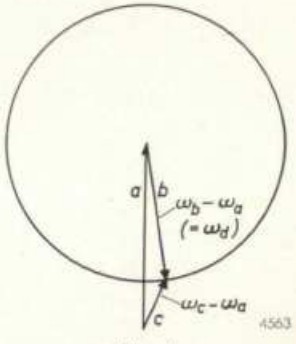

Fig. 4

Fig. 3 en 4. De vectoren **a** en **b** stellen de middenfrequente signalen voor die afkomstig zijn van directe resp. indirecte ontvangst van een FM-zender. Vector **a** staat stil, vector **b** draait afwisselend linksom en rechtsom met de hoeksnelheid $\omega_d = 2\pi f_d$, volgens (2). Resultante **c** representeert het signaal waarop, nadat het begrensd is, de discriminator reageert. Vector **c** vertoont amplitudemodulatie en een gecompliceerd hoeksnelheidsverloop (ω_c klein op het moment dat in fig. 3 is afgebeeld, groot en tegengesteld aan ω_d op het moment waarvoor fig. 4 geldt). In beide figuren is $b/a = 0{,}8$.

---

[5]) J. van Slooten, FM-ontvangst met relatief sterke storingen, Philips techn. T. **22**, 219-227, 1960 (no. 6).

[6]) Bij wisselende ontvangstcondities kan het gebeuren dat b groter dan a wordt. Dan wordt b het gewenste en a het storende signaal, en in de volgende beschouwingen wisselen a en b van rol. Zie het in [5]) aangehaalde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

($f_b > f_a$) en vervolgens gedurende $\frac{1}{2}T$ evenveel malen rechtsom ($f_b < f_a$), met een momentele hoeksnelheid $\omega_d = 2\pi f_d$.

De resultante van **a** en **b** is de vector **c**, en het is het met **c** corresponderende signaal dat door de discriminator wordt gedetecteerd. Taak van deze laatste is, een audiofrequent signaal te leveren waarvan de ogenblikswaarde evenredig is met de frequentie-uitwijking van het ingangssignaal, hier dus evenredig met de ogenblikwaarde ω_c van de hoeksnelheid van de vector **c**.

Uit fig. 3 en 4 nu is gemakkelijk te zien dat ω_c gedurende één omwenteling van **b** sterk varieert, vooral wanneer b maar weinig kleiner is dan a: staat **b** ongeveer tegen **a** in gericht (fig. 4), dan draait **c** veel sneller (en andersom) dan wanneer **b** ongeveer in het verlengde van **a** ligt (fig. 3). Er is dus geen eenvoudige betrekking tussen de hoeksnelheid van **c** en die van **b**. Dat hiervan vervorming van het audiosignaal het gevolg moet zijn, is duidelijk. We zullen dit verschijnsel aanstonds kwantitatief nagaan.

Uit fig. 3 en 4 blijkt ook dat de vector **c** bij iedere omwenteling van **b** in lengte varieert, en wel van de maximumwaarde $a+b$ tot de minimumwaarde $a-b$, die nul kan zijn. De invloed van deze amplitudemodulatie zullen we vervolgens afzonderlijk bekijken.

Vervorming door frequentiemodulatie van **c**

Is ψ de faze van vector **b**, en φ die van vector **c** (*fig. 5*), dan is

$$\varphi = \text{arc tg}\,\frac{b \sin \psi}{a + b \cos \psi}.$$

Door φ naar de tijd te differentiëren en de signaalverhouding b/a gelijk aan x te stellen, vinden we voor de hoeksnelheid ω_c van de vector **c**:

$$\omega_c = \frac{x + \cos \psi}{x + x^{-1} + 2 \cos \psi}\,\omega_b. \quad . \quad . \quad (3)$$

Hierin is $\omega_b = \mathrm{d}\psi/\mathrm{d}t$.

Om nu te komen tot de momentele frequentie f_c van het resulterende signaal, dat met de vector **c** correspondeert, moeten we bedenken dat het stilzetten van de vector **a** tot gevolg heeft dat we nu bij de frequentie van **c** het bedrag f_a weer moeten optellen, en dat tevens de berekende hoeksnelheid ω_b in werkelijkheid overeenkomt met de verschilfrequentie $f_d = f_a - f_b$. Dan volgt uit (3):

$$f_c = f_a + \frac{x + \cos \psi}{x + x^{-1} + 2 \cos \psi} f_d.$$

In *fig. 6* is f_c als functie van ψ uitgezet voor verschillende waarden van de signaalverhouding x; de hoek

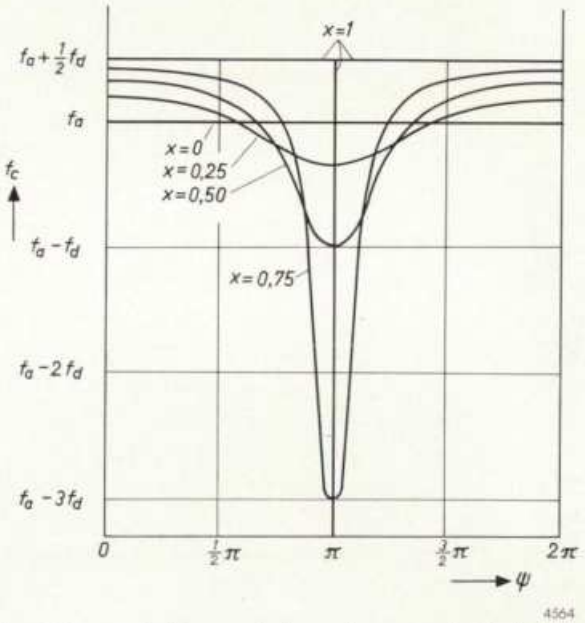

Fig. 6. Momentele frequentie f_c van de vector **c** in fig. 3, 4 en 5, als functie van ψ en voor verschillende waarden van de signaalverhouding $x = b/a$.

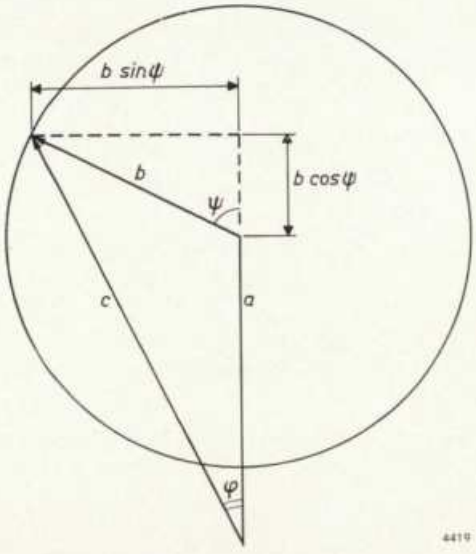

Fig. 5. Ter afleiding van de momentele frequentie f_c en van de amplitudemodulatie van de vector **c**.

ψ loopt van nul tot 2π (één omwenteling van **b**), en aangenomen is dat in deze ene periode de frequenties f_a en f_b niet merkbaar veranderen. Voor $x = 0$ ($b = 0$, storend signaal afwezig) is f_c natuurlijk gelijk aan f_a; voor $x = 0{,}25$ treedt een duidelijke fluctuatie in f_c op, bij $x = 0{,}5$ is deze meer geprononceerd en bij $x = 0{,}75$ uitgegroeid tot een scherpe piek bij $\psi = \pi$. In het grensgeval $x = 1$ (indirect signaal even sterk als het directe signaal) is f_c voortdurend gelijk aan $f + \frac{1}{2}f_d$, behalve bij $\psi = \pi$, waar f discontinu gelijk aan $-\infty$ is. Hieruit blijkt dus dat, zoals boven is vermeld, de momentele frequentie f_c

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van het resulterende signaal een veel groter gebied kan beslaan dan de momentele frequentie van de samenstellende signalen afzonderlijk.

De discriminator moet een uitgangssignaal leveren waarvan op ieder ogenblik de grootte evenredig is met de momentele frequentie-uitwijking van het ingangssignaal. Verloopt de momentele frequentie f_c van het ingangssignaal b.v. volgens de kromme voor $x = 0{,}75$ in fig. 6, dan zal de uitgangsspanning een verloop vertonen dat correspondeert met de fluctuatie van f_a (dus het gewenste audiosignaal) met daarop gesuperponeerd telkens een piek bij $\psi = \pi$. Het uitgangssignaal kan er dan uitzien zoals *fig.* 7 toont.

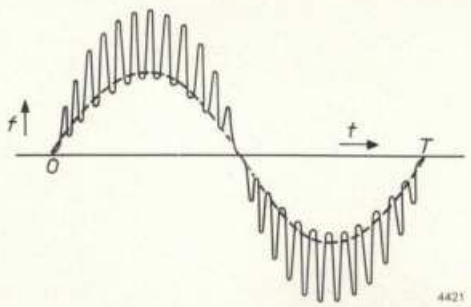

Fig. 7. Stippellijn: sinusvormig audiosignaal bij ongestoorde ontvangst. Getrokken lijn: bij ontvangst langs een tweede transmissieweg ontstaat telkens een piek wanneer de vector **c** (fig. 5) een grote hoeksnelheid heeft ($\psi \approx 180°$). Een beeld als dit ontstaat als het fazeverschil tussen de modulaties van de twee ontvangen signalen 180° bedraagt.

Het aantal pieken per periode T is gelijk aan het aantal volledige omwentelingen van vector **b** (bij vastgehouden vector **a**) in de tijd T. Dit aantal is als volgt te bepalen.

We stellen de faze van het signaal dat de kortste transmissieweg volgt, voor door

$$\Phi_a = m \sin \Omega t + \omega_0 t$$

en die van het andere signaal door

$$\Phi_b = m \sin \Omega(t-\tau) + \omega_0(t-\tau).$$

Het momentele fazeverschil van de twee signalen is dan

$$\Phi_d = \Phi_a - \Phi_b = m\,\{\sin \Omega t - \sin \Omega(t-\tau)\} + \omega_0\tau = 2m \sin \tfrac{1}{2}\Omega\tau \cos \Omega(t-\tfrac{1}{2}\tau) + \omega_0\tau. \quad . . \quad (4)$$

Dit fazeverschil varieert dus volgens een cosinusfunctie met de tijd, met de frequentie $\Omega/2\pi$. Gedurende de kwartperiode waarin de cosinus toeneemt van nul tot 1, verandert blijkens (4) het fazeverschil met een bedrag van $2m \sin \frac{1}{2}\Omega\tau$ radialen. In een volledige periode T bedraagt de verandering derhalve $8m \sin \frac{1}{2}\Omega\tau$ radialen. Het aantal malen dat de vector **b** in de tijd T een hoek van 2π radialen doorloopt (en er een piek ontstaat), is dus $\frac{4}{\pi} m \sin \frac{1}{2}\Omega\tau$, en per seconde gebeurt dit

$$\overline{f_r} = \frac{4}{\pi} \Delta f \sin \tfrac{1}{2}\Omega\tau \text{ maal}, \quad . . . . \quad (5)$$

daar $m = T\Delta f$; de grootheid $\overline{f_r}$ is de gemiddelde herhalingsfrequentie van de pieken.

Daar de per periode doorlopen fazehoek in het algemeen niet precies een veelvoud van 2π is, zullen sommige pieken niet volledig worden gevormd.

Aangezien het frequentieverschil f_d varieert (zie fig. 2 of verg. (2)), schommelt de herhalingsfrequentie f_r van de pieken om de door (5) gegeven gemiddelde waarde $\overline{f_r}$. De pieken liggen het verst uit elkaar op de ogenblikken waarop $f_a = f_b$ (dus bij de snijpunten van de twee sinuslijnen in fig. 2), en het dichtst bij elkaar midden tussen deze ogenblikken in. Grote dichtheid van de impulsen gaat samen met grote amplitude. Gedurende de tijd $\frac{1}{2}T$ waarin f_b groter dan f_a is, is f_d negatief en zijn de pieken naar boven gericht, en gedurende de andere halve periode zijn ze naar beneden gericht (zie fig. 7).

Over de numerieke waarde van $\overline{f_r}$ (verg. 5) is weinig concreets te zeggen, aangezien de factor $\sin \frac{1}{2}\Omega\tau$ bij variërende Ω iedere waarde tussen 0 en 1 kan aannemen. De frequentiezwaai Δf, die tot 75 kHz mag gaan, bedraagt gemiddeld niet meer dan ca. 15 kHz. In het gunstigste geval ($\sin \frac{1}{2}\Omega\tau = 1$) kan $\overline{f_r}$ bij de gemiddelde zwaai dus in de buurt van de gehoorgrens (20 kHz) komen, en pas bij grotere zwaai daarbovenuit. De herhalingsfrequentie f_r schommelt, zoals gezegd, om de gemiddelde waarde $\overline{f_r}$ heen, daarbij variërend van nul tot een waarde groter dan $\overline{f_r}$. Dus slechts gedurende een *deel* van de periode T kan f_r boven de gehoorgrens liggen. In dit deel liggen de pieken in het algemeen dicht bij elkaar. Een piek betekent een frequentie-uitwijking, en voor de gemiddelde waarde $\overline{f_c}$ hiervan volgt uit (3) (als we gedurende de korte tijd waarin een piek wordt doorlopen, de hoeksnelheid ω_b als constant beschouwen):

$$\overline{f_c} = \frac{\overline{\omega_c}}{2\pi} = \frac{\omega_b}{2\pi^2} \int_0^{\pi} \frac{x + \cos\psi}{x + x^{-1} + 2\cos\psi}\, d\psi. \quad (6)$$

Men kan aantonen dat deze integraal nul is voor x kleiner dan 1. Dit betekent dat de pieken in de genoemde tijdsduur praktisch onhoorbaar zullen zijn.

Hoe is nu de praktijk? Het fazeverschil is, behalve van het looptijdverschil τ, afhankelijk van de audiofrequentie p; immers, bij een lage audiofrequentie verandert de faze per tijdseenheid (en dus ook in de tijd τ) minder dan bij een hoge. Aangezien in het spectrum van muziek en spraak zeer vele

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

frequenties voorkomen, die vrij gelijkmatig over het audiogebied verspreid liggen, heeft men steeds te maken met vele fazeverschillen, waaronder zeker kleine. Dit, alsmede het feit dat de frequentiezwaai, zoals gezegd, gemiddeld slechts ca. 15 kHz bedraagt, is oorzaak dat men bij muziek en spraak steeds een hoorbare storing moet verwachten wanneer de sterkteverhouding x van de signalen ongunstig is.

In het bovenstaande hebben we stilzwijgend de discriminator ideaal ondersteld, d.w.z. de bandbreedte ervan onbeperkt gedacht. In werkelijkheid heeft een discriminator een beperkte bandbreedte, en als deze niet voldoende is om de pieken van f_c geheel te verwerken, is de toestand nog ongunstiger dan boven is voorgesteld. De integraal in (6) is dan niet meer gelijk aan nul, zodat iedere afgesneden piek aanleiding geeft tot een hoorbare component in het audiosignaal. Aangezien de pieken die de grootste frequentie-uitwijkingen vertegenwoordigen, door de beperkte bandbreedte het sterkst worden aangetast, ontstaat in het audiosignaal vervorming, ook wanneer f_r boven de gehoorgrens ligt.

Om dit effect tegen te gaan, moet men ervoor zorgen dat de bandbreedte B van het niet-lineaire gedeelte van de ontvanger — dus de discriminator en de voorafgaande begrenzer(s) — boven een bepaald minimum ligt. Dit minimum volgt uit het feit dat de frequentie in de top van de piek maximaal

$$\frac{b}{c}(f_d)_{max} + (f_a)_{max} = \frac{b}{a-b} \times 2\Delta f + \Delta f = \frac{1+x}{1-x}\,\Delta f$$

is. De vereiste bandbreedte is twee maal zo groot, dus

$$B \geqq \frac{1+x}{1-x} \times 2\Delta f. \quad . \; . \; . \; . \quad (7)$$

Door uit (7) x op te lossen, vindt men de signaal-verhouding x waarbij een gegeven bandbreedte B de pieken nog juist kan verwerken:

$$x = \frac{B - 2\Delta f}{B + 2\Delta f}.$$

In goede FM-ontvangers is 400 kHz een gebruikelijke bandbreedte van het begrenzer- en discriminatorgedeelte. Bij een zwaai Δf van 15 kHz is dan $x = 0{,}86$ de waarde waarbij de pieken nog juist verwerkt kunnen worden en de extravervorming zich dus nog juist niet voordoet. Bij een zwaai van 75 kHz ligt de grens bij $x = 0{,}455$. Voor x in de buurt van 1 moet de bandbreedte zeer groot zijn, b.v. bij $x = 0{,}95$ (en $\Delta f = 75$ kHz) bijna 6 MHz!

Vervorming door amplitudemodulatie van **c**

De voorgaande paragraaf heeft betrekking op het deel dat de onregelmatige hoeksnelheid van de vector **c** (fig. 5) tot de vervorming bijdraagt. Een tweede bijdrage is te wijten aan de variaties die de grootte van de vector **c** ondergaat, dus aan de amplitudemodulatie (AM) die in het met **c** corresponderende signaal aanwezig is.

Zoals uit fig. 5 blijkt, is

$$c = \sqrt{a^2 + b^2 + ab\cos\psi}\,.$$

In *fig. 8* is voor één omwenteling van de vector **b** het amplitudeverloop c als functie van ψ uitgezet, voor verschillende waarden van de signaalverhouding x. Elk van deze krommen vertoont een modulatiediepte gelijk aan x.

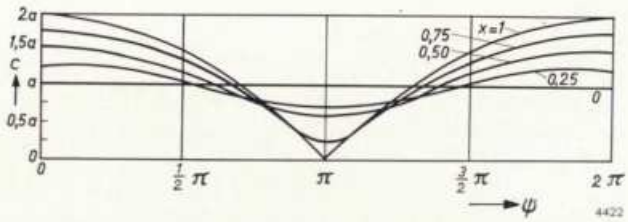

Fig. 8. Amplitudemodulatie van de vector **c** (fig. 5). Uitgezet is c als functie van de hoek ψ tussen **a** en **b**, met de signaalverhouding $x = b/a$ als parameter.

Het is de taak van de begrenzer, deze amplitudemodulatie te onderdrukken, om te voorkomen dat het uitgangssignaal van de discriminator een component met het vervormde verloop volgens fig. 8 zou bevatten. In FM-omroepontvangers gebruikt men gewoonlijk twee begrenzers. Als eerste begrenzer fungeert de laatste buis van de middenfrequentieversterker; deze oefent zijn begrenzende werking echter alleen uit — doordat er roosterstroom gaat lopen — wanneer het signaal een zekere sterkte bereikt. De tweede begrenzer — die ook bij zwakkere signalen werkt — is de discriminator zelf, die dan een zg. verhoudingsdetector moet zijn [7]). De begrenzende werking berust hier op de variabele, van de signaalamplitude afhankelijke, demping die een diode op een trillingskring uitoefent. Deze demping kan uiteraard niet verder afnemen dan tot nul. Verandert de signaalamplitude nog verder in dezelfde richting, dan blijft de begrenzende werking uit; men zegt dan dat de detector „uitbreekt". Bij modulatiediepten vanaf ca. 0,7 zal dit verschijnsel zich zeker voordoen.

[7]) De werking van de verhoudingsdetector als discriminator en als begrenzer is beknopt verklaard in Philips techn. T. **17**, 386, 1955, en uitvoeriger o.a. in F. E. Terman, Electronic and radio engineering, McGraw-Hill, New York 1955, 4de druk, bl. 610 e.v.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Is het signaal sterk, dan zorgt de voorafgaande begrenzer voor een op zijn minst 10-voudige verkleining van de modulatiediepte; kans op uitbreken is er dan niet en de AM wordt behoorlijk onschadelijk gemaakt. Bij een zwak signaal echter is de eerste begrenzer onwerkzaam, en als x de waarde bereikt waarbij de detector begint uit te breken, ontstaat sterke vervorming door AM.

Opgemerkt zij nog dat de grondfrequentie van de AM-component wordt bepaald door de hoeksnelheid van de vector **b**. Omtrent de hoorbaarheid van de AM-component bij onvoldoende onderdrukking geldt dus hetzelfde als bij de pieken, die het gevolg zijn van de frequentiemodulatie van de vector **c**.

Het grote belang van een goede AM-onderdrukking is in te zien door het geval te beschouwen dat AM in het geheel niet onderdrukt wordt. Globaal blijkt namelijk de laagfrequente spanning die in de discriminator wordt opgewekt door amplitudemodulatie van **c**, ongeveer $15x$ maal zo groot te zijn als het gewenste, onvervormde, uitgangssignaal van de discriminator (bij een frequentiezwaai van 15 kHz). Zelfs al is x maar 0,1, dan is de AM-storing nog 1,5 maal zo sterk als het gewenste audiosignaal. Daarentegen is de storing die door frequentiemodulatie van **c** ontstaat, bij voldoende bandbreedte van de ontvanger en bij kleine waarden van x, maar overigens onder de ongunstigste omstandigheden, slechts $0{,}2x$ maal zo groot als het gewenste audiosignaal. Voor vermindering van de totale storing is primair dus een behoorlijke AM-onderdrukking noodzakelijk.

Maatregelen ter vermindering van de vervorming bij FM-ontvangst langs verschillende transmissiewegen

Uit het feit dat de besproken vervorming in hevigheid toeneemt naarmate de signaalverhouding $x = b/a$ dichter tot 1 nadert, volgt als eerste maatregel tegen deze vervorming dat men tracht x te reduceren. Het aangewezen middel daartoe is het gebruik van een antenne met scherp richtingseffect, die men zo plaatst dat x zo klein mogelijk is.

Als maatregelen die men in het ontvangtoestel zelf nog kan nemen, volgt uit het voorgaande dat men moet zorgen voor een grote bandbreedte van het begrenzer- en discriminatorgedeelte, voor een rigoureuze begrenzing, en voor een discriminator die pas bij een grote waarde van de amplitudemodulatiediepte ($= x$) „uitbreekt".

Het is hier niet de plaats, in te gaan op de manier waarop aan deze wensen kan worden tegemoet gekomen. Wel willen wij in het volgende hoofdstuk een signaalgenerator beschrijven die het antennesignaal dat zich bij ontvangst langs twee transmissiewegen voordoet, simuleert. Met deze signaalgenerator is men in staat, het effect van maatregelen zoals de bovengenoemde te bestuderen, ook in plaatsen waar in de omgeving geen geschikte reflecterende obstakels aanwezig zijn.

Een signaalgenerator voor het simuleren van FM-ontvangst langs twee transmissiewegen

De in noot [1]) en [3]) geciteerde onderzoekers hebben de verschijnselen niet alleen theoretisch, maar ook experimenteel bestudeerd. Daartoe hebben zij het hoogfrequente FM-signaal, opgewekt door een generator, langs twee wegen aan de te onderzoeken ontvanger toegevoerd: langs een korte, directe verbinding en langs een weg met een aanmerkelijke looptijd. Voor deze tweede weg heeft Corrington een coaxiale kabel gebruikt, die voor een looptijd van 16 μs — wat overeenkomt met een omweg „in de ether" van nog geen 5 km — al ruim 3 km lang moest zijn. Arguimbau en Granlund hebben langs piëzo-elektrische weg het hoogfrequente signaal eerst omgezet in een ultrasone trilling; deze hebben zij door een kwikkolom laten lopen en aan het eind daarvan weer omgezet in een elektrisch signaal. Geen van beide methodes is geschikt voor toepassing in een toestel dat bij voorkeur compact en verplaatsbaar moet zijn. Om deze reden hebben wij een andere oplossing gekozen, die hieronder wordt beschreven.

Er moeten twee hoogfrequente signalen worden opgewekt, een „direct" signaal met een momentele frequentie F_a:

$$F_a = F_0 + \Delta f \sin \Omega t,$$

en een „gereflecteerd" signaal met een momentele frequentie F_b:

$$F_b = F_0 + \Delta f \sin \Omega(t-\tau).$$

Hierin is F_0 de centrale frequentie, en er is slechts één audiofrequentie ($= \Omega/2\pi$) in het spel. Voeren we een hoek α in die voldoet aan

$$\alpha = |\Omega t - n \times 2\pi| < 2\pi,$$

waarin n een geheel getal voorstelt, dan kunnen we de formule voor F_b ook als volgt schrijven:

$$F_b = F_0 + \Delta f \sin(\Omega t - \alpha).$$

De twee hoogfrequente signalen kunnen we in principe dus krijgen door twee signaalgeneratoren, met dezelfde centrale frequentie F_0, in frequentie te moduleren met een zelfde audiosignaal, dat bij het „vertraagde" signaal een hoek α in faze achter is ten opzichte van het „directe" signaal. De fazeverschui-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ving a wordt verkregen door middel van een fazedraaier; deze wordt verderop besproken.

Door het looptijdverschil τ ontstaat, bij werkelijke FM-ontvangst, niet alleen een fazeverschil a tussen de modulaties, maar eveneens een fazeverschil $\omega_0\tau$ tussen de hoogfrequente signalen, zie verg. (4). Om ook dit fazeverschil $\omega_0\tau$ te simuleren, zouden we gebruik kunnen maken van een tweede fazedraaier, nu voor hoge frequenties. Hiervan hebben we echter afgezien, daar het enige effect van de fazehoek $\omega_0\tau$ bestaat in een verschuiving van de pieken in fig. 7 over maximaal de breedte van één piek. Voor het bestuderen van de vervorming is deze verschuiving zonder enig belang.

Aan de voorwaarde dat de twee gemoduleerde signalen een zelfde centrale frequentie moeten hebben, is met twee afzonderlijke oscillatoren niet te voldoen. Men moet dus één gemeenschappelijke oscillator gebruiken. Frequentiemodulatie kan echter alleen in de oscillator zelf gebeuren, en als men deze moduleerde met twee audiosignalen die in ogenblikswaarde verschillen, zou het uiteraard onmogelijk zijn, twee hoogfrequente signalen te krijgen waarvan ieder met slechts één audiosignaal is gemoduleerd.

Een systeem dat deze beperking niet heeft, is fazemodulatie: hierbij kan namelijk de modulatie worden aangebracht *na* de oscillator. Om deze reden hebben wij fazemodulatie toegepast. Een in faze gemoduleerd signaal verschilt echter van een in frequentie gemoduleerd signaal doordat de frequentiezwaai niet alleen evenredig is met de amplitude van het audiosignaal, maar ook met de audiofrequentie. Om het resultaat van fazemodulatie identiek te maken met dat van frequentiemodulatie, wordt het audiosignaal door een integrerend netwerk gestuurd; dit levert een uitgangsspanning die omgekeerd evenredig met de audiofrequentie is.

Het blokschema

Het blokschema van de signaalgenerator is te zien in *fig. 9*. De oscillator O_1, waarvan de frequentie wordt bepaald door een kwartskristal, levert een trilling met een constante frequentie van 3 MHz. In de fazemodulatoren PM_a en PM_b wordt deze trilling in faze gemoduleerd door een audiosignaal, dat aan de modulatoren wordt toegevoerd via de zoëven genoemde integrerende netwerken, I_a en I_b. De buffers (scheidingstrappen) B_{a1} en B_{b1} dienen om terugwerking van de fazemodulatoren op de oscillator te voorkomen; ze bestaan eenvoudig uit een pentodetrap.

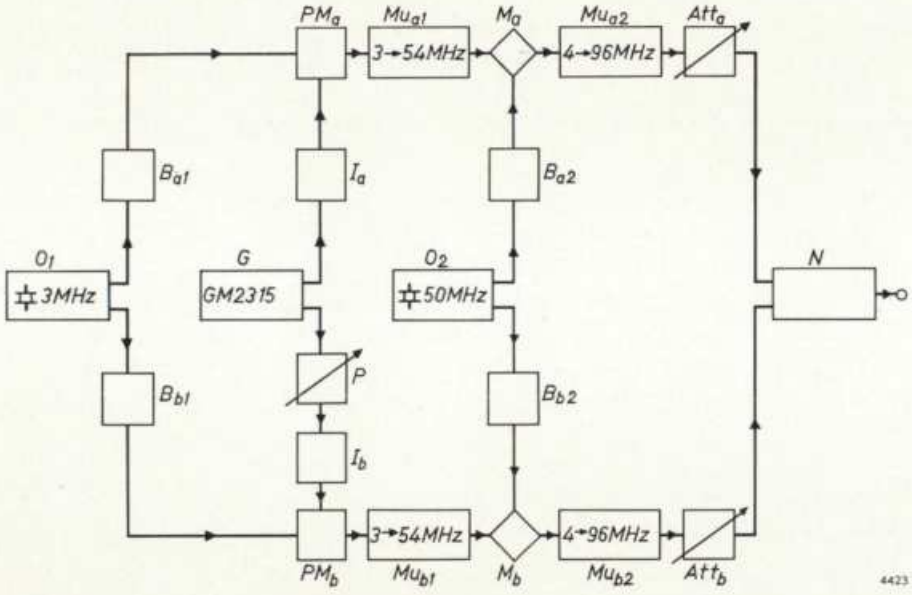

Fig. 9. Blokschema van de apparatuur voor het simuleren van FM-ontvangst langs twee transmissiewegen. Indices a hebben betrekking op het „directe" signaal, indices b op het „gereflecteerde" signaal.
O_1 kristaloscillator 3 MHz. B_{a1}, B_{b1} buffers (scheidingstrappen). G toongenerator (type GM 2315). P fazedraaier. I_a, I_b integrerende netwerken. PM_a, PM_b fazemodulatoren. Mu_{a1}, Mu_{b1} frequentievermenigvuldigers (18×). O_2 kristaloscillator 50 MHz. B_{a2}, B_{b2} buffers. M_a, M_b mengtrappen. Mu_{a2}, Mu_{b2} frequentievermenigvuldigers (24×). Att_a, Att_b continu regelbare verzwakkers. N aanpasnetwerk. Op de uitgang van N worden de antenneklemmen van de te onderzoeken ontvanger aangesloten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 9 is getekend voor het geval dat het audiosignaal sinusvormig is. Het wordt dan geleverd door de toongenerator G, en voor de integrator I_b is een fazedraaier P geschakeld, die de instelbare fazehoek α levert. Op de voorzieningen die nodig zijn voor het moduleren met muziek of spraak, komen we aanstonds terug.

Zoals in FM-zenders gebruikelijk is, wordt de maximale frequentiezwaai op de gewenste grootte van 75 kHz gebracht door frequentievermenigvuldiging. Dit gebeurt in de trappen Mu_{a1}, Mu_{a2}, Mu_{b1} en Mu_{b2}.

De totale vermenigvuldigingsfactor die hiervoor nodig is, bedraagt ruim 400. Een factor van ca. 30 is echter al voldoende om de frequentie van O_1 (3 MHz) op te voeren tot een waarde die in de FM-omroepband ligt (87,5-100 MHz). Daarom wordt in Mu_{a1} en Mu_{b1} een 18-voudige vermenigvuldiging toegepast, waarna door menging met een hulpfrequentie van 50 MHz de centrale frequentie wordt teruggebracht van 54 tot 4 MHz, terwijl de verkregen 18-voudige frequentiezwaai behouden blijft. Vervolgens wordt in Mu_{a2} en Mu_{b2} een 24-voudige vermenigvuldiging toegepast, die de centrale frequentie opvoert van 4 tot 96 MHz en de totale vermenigvuldiging van de zwaai brengt op $18 \times 24 = 432$.

De hulpfrequentie van 50 MHz wordt opgewekt door de kristaloscillator O_2, en het mengen gebeurt in de mengtrappen M_a en M_b. De buffers (pentodetrappen) B_{a2} en B_{b2} voorkomen ongewenste invloed van de kanalen op elkaar via O_2.

Het mengprocédé zou niet nodig zijn als de frequentie van O_1 zo laag was (b.v. 220 kHz) dat voor de centrale frequentie dezelfde grote vermenigvuldigingsfactor nodig was als voor de frequentiezwaai. Een zo lage frequentie van O_1 zou echter grote moeilijkheden met de bandbreedte hebben meegebracht.

Op de uitgangen van de vermenigvuldigers Mu_{a1} en Mu_{b1} is een continu regelbare verzwakker aangesloten (Att_a resp. Att_b), en wel een zg. ladderverzwakker, die de eigenschap heeft dat bij verandering van de verzwakking zijn impedantie constant blijft, hier 50 ohm. Via coaxiale kabels met een karakteristieke impedantie van eveneens 50 ohm gaan beide signalen naar een aanpasnetwerk N, dat de kabels met 50 ohm afsluit en aan zijn uitgang dezelfde impedantie vertoont. Op deze uitgang worden de antenneklemmen van de te onderzoeken ontvanger aangesloten.

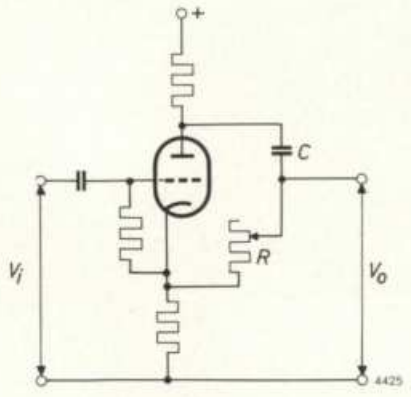

Fig. 10. Eén van de twee in cascade geschakelde trappen waaruit de fazedraaier bestaat. Varieert men de weerstand R van nul tot R_{max}, dan neemt de fazehoek α tussen de uitgangsspanning V_0 en de ingangsspanning V_i toe van nul tot 2 arctg ΩCR_{max}, dus, als ΩCR_{max} groot is ten opzichte van 1, tot bijna π. Doordat er twee trappen in cascade zijn geschakeld, loopt de totale fazeverschuiving van nul tot bijna 2π. De grootte van V_c verandert daarbij niet.

Om de sinusvormige modulatie van het „gereflecteerde" signaal een instelbare hoek α in faze te verschuiven zonder de amplitude van het audiosignaal te veranderen, passen wij de schakeling van *fig. 10* toe. Voert men hierin de weerstand R op van nul tot R_{max}, dan neemt het fazeverschil α tussen de uitgangs- en de ingangsspanning toe van nul tot bijna π indien ΩCR_{max} groot ten opzichte van 1 is en de uitgangsklemmen onbelast zijn. Om α te kunnen variëren van nul tot bijna 2π, worden twee van deze schakelingen in cascade gebruikt. Op de fazemodulatoren gaan we in de volgende paragraaf in.

In *fig. 11* is het uiterlijk van het toestel te zien.

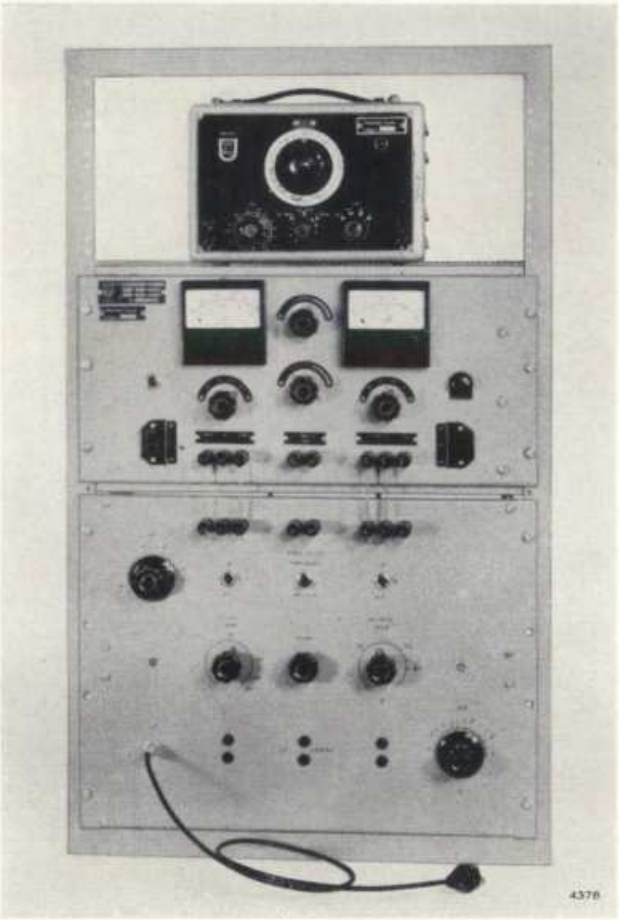

Fig. 11. Het complete apparaat. Bovenaan de toongenerator GM 2315 (die vervangen kan worden door een vertragingsinrichting met magnetische registratie, zie fig. 15). Op het paneel daaronder het voedingsgedeelte, op het onderste paneel de eigenlijke apparatuur.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 12 toont twee oscillogrammen die ermee zijn verkregen. Het oscillogram van fig. 12*a* (analoog met fig. 7) heeft betrekking op een ontvanger met een goed werkende AM-begrenzer, dat van fig. 12*b* op een ontvanger met onvoldoende begrenzing. In het tweede geval was de storing veel sterker hoorbaar dan in het eerste.

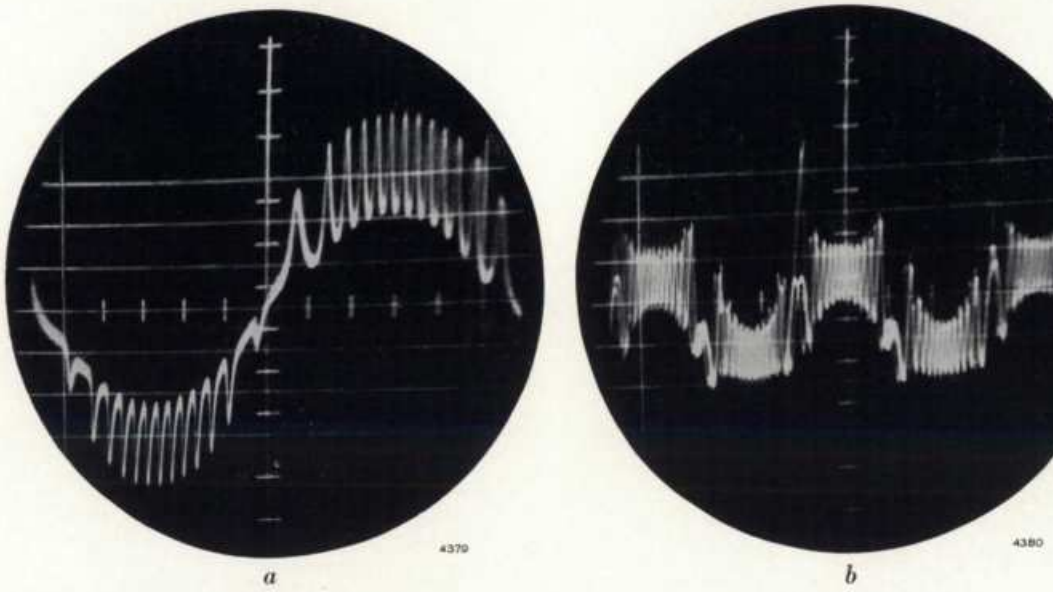

Fig. 12. Oscillogrammen van de uitgangsspanning van de discriminator van een FM-ontvanger die op de beschreven apparatuur was aangesloten. De modulatie was sinusvormig. *a*) Ontvanger met voldoende AM-begrenzing (vgl. fig. 7). *b*) Ontvanger met onvoldoende AM-begrenzing.

De fazemodulatoren

Voor fazemodulatie heeft men een netwerk nodig waarbij de verandering van het fazeverschil tussen de uitgangs- en de ingangsspanning evenredig is met de ogenblikswaarde van het audiosignaal. Een zodanig netwerk is een bandfilter, bestaande uit twee gekoppelde *LC*-kringen waarbij de capaciteiten C afhangen van de spanning. Wanneer de capaciteiten veranderen, loopt de afstemming van het bandfilter mee, waardoor ook de faze Θ van de uitgangsspanning verandert. Voor het geval van een kritisch gekoppeld bandfilter met secundair dezelfde kwaliteitsfactor Q als primair is in *fig. 13* het verloop van Θ weergegeven als functie van βQ. Hierin is β de relatieve verstemming, $\approx 2(f_{res} - f)/f$ (met f = frequentie van het signaal, en f_{res} = resonantiefrequentie van het bandfilter). Zoals men ziet, is de karakteristiek nagenoeg recht van $\beta Q = -1{,}7$ tot $+1{,}7$ (Θ van -100 tot $+100°$). Heeft Q b.v. de nog eenvoudig te realiseren waarde 85, dan kan β klein blijven. In dit geval is de fazemodulatie dus vrijwel lineair als β de waarde $1{,}7/85 = 0{,}02$ niet overschrijdt. Voor een zo kleine verstemming is β bij benadering gelijk aan $\Delta C/C$, zodat de capaciteitsvariatie ΔC maximaal ca. 2% van C mag bedragen.

Halfgeleiderdiodes in geblokkeerde toestand hebben de eigenschap dat ze zich gedragen als een condensator waarvan de capaciteit afhangt van de spanning. De capaciteit C hangt namelijk op de volgende wijze van de blokkerende spanning V af:

$$C = \frac{K_1}{\sqrt{-K_2 - V}}.$$

Hierin zijn K_1 en K_2 constanten van de diode (K_2 is negatief). In *fig. 14* is voor een bepaalde siliciumdiode het gemeten verloop van C met de spanning V gegeven.

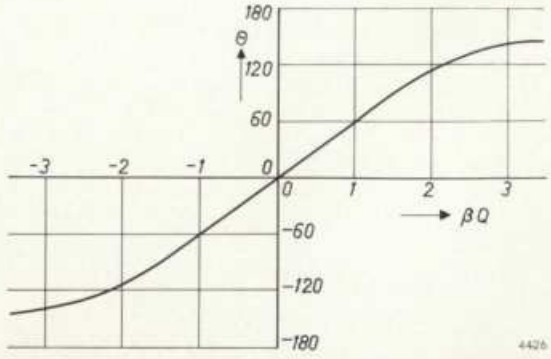

Fig. 13. Fazeverloop Θ van de uitgangsspanning van een kritisch gekoppeld bandfilter dat primair en secundair dezelfde kwaliteitsfactor Q heeft, als functie van Q maal de relatieve verstemming β.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

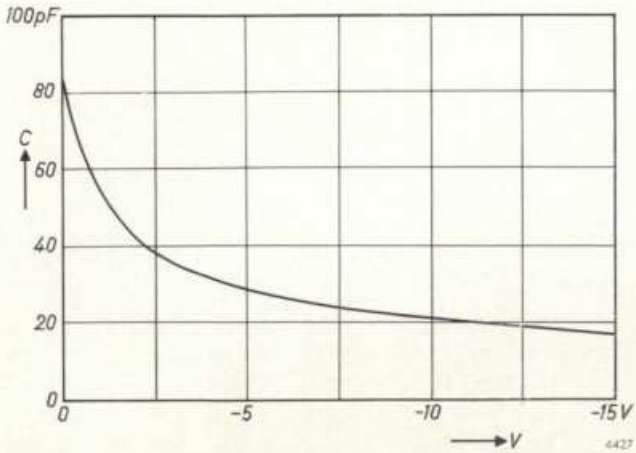

Fig. 14. Gemeten capaciteit C van een bepaalde siliciumdiode, als functie van de blokkerende gelijkspanning V.

Als we op de gelijkspanning V een kleine wisselspanning superponeren, is de verandering van C nagenoeg evenredig met de wisselspanning. In de fazemodulatoren PM_a en PM_b (fig. 9) wordt dit principe toegepast.

Modulatie met muziek of spraak

Wil men het vervormde uitgangsignaal van de ontvanger in een oscillogram zichtbaar maken, dan is de aangewezen methode dat men moduleert met een sinusvormig audiosignaal; dit geval is in het blokschema fig. 9 weergegeven.

Toen de signaalgenerator zo was ingericht, bleek echter dat men vaak ook op het gehoor zou willen beoordelen hoe muziek of spraak klinkt wanneer de beschreven vervorming in meerdere of mindere mate aanwezig is. Te dien einde is het apparaaat uitgebreid met een voorziening voor het moduleren met muziek of spraak. De toongenerator en de fazedraaier worden dan buiten werking gesteld — de laatste omdat de fazehoek a die hij levert, niet evenredig met de audiofrequentie is, zodat de tijdsvertraging τ van de audiofrequentie zou afhangen. Ter verkrijging van een instelbare en van de frequentie onafhankelijke tijdsvertraging registreren we de spraak of muziek op een magnetische band. Bij het werken van het apparaat loopt de band langs twee weergeefkopppen, die op een afstand s van elkaar staan. Deze afstand, die met de gewenste tijdsvertraging τ correspondeert, moet (bij normale bandsnelheid) instelbaar zijn van 0 tot ca. 0,2 mm; s is dus altijd veel kleiner dan de afmetingen van de weergeefkoppen. Dit maakt een bijzondere constructie nodig.

In *fig. 15* is schematisch een constructie weergegeven die goed voldoet. Het audiosignaal is over bijna de volle breedte van de band geregistreerd, en de twee weergeefkoppen tasten ieder slechts één helft van de breedte af. Deze koppen bevinden zich boven elkaar; de onderste staat vast, en de bovenste is om een gemeenschappelijke as ten opzichte van de onderste draaibaar. Met de draaiingshoek varieert de afstand s tussen de spleten van de koppen. Deze afstand wordt door de hefbomen H_1 en H_2 in een vaste verhouding vergroot en is afleesbaar met behulp van de micrometer M.

Bij een bandsnelheid van 19 cm/s is op deze wijze een tijdsvertraging van maximaal 1 milliseconde te verwezenlijken, waarmee een lengteverschil van 300 km in de radiotransmissiewegen wordt gesimuleerd. Dit is al meer dan in de gevallen waarmee men in de praktijk te maken heeft, ooit voorkomt.

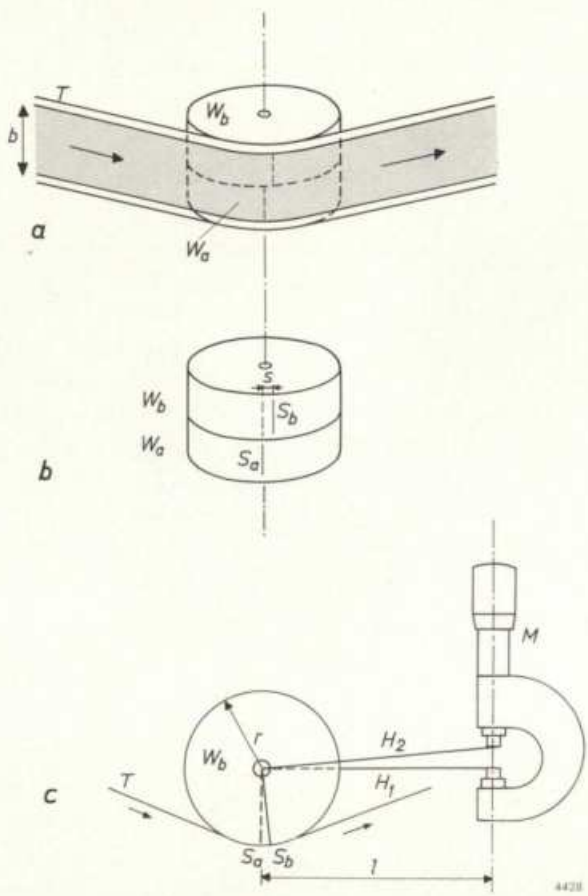

Fig. 15. Aftasting van een magnetische band door twee weergeefkoppen op een onderlinge afstand die kleiner is dan de afmetingen van de koppen.
a) Op de band T is muziek of spraak geregistreerd over de volle spoorbreedte b.
b) De weergeefkoppen W_a en W_b tasten ieder de halve breedte van het spoor af (de band zelf is hier niet getekend). De kop W_b is verdraaid ten opzichte van de vaststaande kop W_a, zodat de spleet S_b iets later wordt gepasseerd dan de spleet S_a. Het afstandsverschil s correspondeert met de tijdsvertraging τ tussen de signalen van W_a en W_b, en bedraagt maximaal 0,2 mm.
c) De hefbomen H_1 en H_2 vergroten de afstand s in de vaste verhouding l/r tot een waarde die met de micrometer M nauwkeurig kan worden gemeten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De afstand s is tot op 2 μ nauwkeurig in te stellen, wat met ca. 3 km weglengteverschil overeenkomt. Er kunnen dus ook kleine weglengteverschillen worden nagebootst.

Samenvatting. Bij FM-ontvangst in bergachtige streken bestaan dikwijls tussen de zend- en de ontvangantenne, als gevolg van reflexies tegen de bergen, gelijktijdig twee of meer transmissiewegen van ongelijke lengte. Dit kan oorzaak zijn van storende vervorming, vooral wanneer de ontvangen signalen ongeveer gelijk van sterkte zijn. De discriminator krijgt dan de resultante van de ontvangen signalen toegevoerd; de vector die deze resultante voorstelt, vertoont een grillig hoeksnelheidsverloop, dat niet in direct verband staat met de modulatie van de zender. Bovendien is de resultante onderhevig aan amplitudemodulatie, die eveneens vervorming veroorzaakt. Middelen ter verbetering van de ontvangst zijn: gebruik van een antenne met scherp richtingseffect, opvoeren van de bandbreedte van de begrenzer en de discriminator, strengere begrenzing, en gebruik van een discriminator die niet „uitbreekt" voordat de signaalverhouding dicht tot 1 nadert.

Om het verschijnsel, onafhankelijk van de heersende ontvangstcondities, in het laboratorium na te bootsen, is een toestel geconstrueerd dat twee hoogfrequente signalen levert waarvan het ene zonder en het andere met vertraging in frequentie is gemoduleerd met een audiosignaal (sinustoon; muziek of spraak). De vertraging is continu regelbaar en simuleert een omweg van maximaal 300 km.

P-N-LUMINESCENTIE IN GALLIUMFOSFIDE

535.376

Wordt in de vaste stof elektrische energie rechtstreeks omgezet in licht, dan spreekt men van elektroluminescentie. De meest bestudeerde vorm hiervan is het effect van Destriau [1]), waarbij elektronen en gaten, die tot lichtemissie aanleiding kunnen geven, ontstaan door botsingsionisatie in een voldoend sterk elektrisch veld. (Het ontstaan van elektronen en gaten is een andere beschrijvingswijze van wat in het aangehaalde artikel [1]) eenvoudigheidshalve als aanslag van bepaalde gebonden elektronen werd aangeduid.) Een andere vorm van elektroluminescentie is het effect van Lossew of de *P-N*-luminescentie [2]); in tegenstelling met het eerstgenoemde geval zijn hierbij elektronen en gaten reeds in de rusttoestand in de vaste stof aanwezig. Het effect kan als volgt worden beschreven.

Bij een halfgeleider waarvan een gedeelte gatengeleiding en een ander gedeelte elektronengeleiding vertoont, treedt in het overgangsgebied — de *P-N*-overgang — een potentiaalsprong op [3]). Door het aanleggen van een elektrische spanning in de doorlaatrichting wordt de blokkerende werking van de potentiaalsprong verminderd en vindt injectie van minderheidsladingdragers plaats, d.w.z. elektronen uit het *N*-gebied komen in het *P*-gebied, terwijl gaten uit het *P*-gebied in het *N*-gebied doordringen. Deze minderheidsladingdragers recombineren met de in groten getale aanwezige ladingdragers van tegengesteld teken, hetzij rechtstreeks, hetzij via een stoorniveau dat tussen de valentieband en de geleidingsband van de halfgeleider gelegen is. In sommige stoffen nu wordt de bij deze recombinatie vrijkomende energie in de vorm van straling uitgezonden. Dit is het effect van Lossew.

De potentiaalsprong in de *P-N*-overgang is ongeveer gelijk aan de bandafstand van de halfgeleider (energieverschil tussen valentieband en geleidingsband [3])). Hij bedraagt derhalve op zijn hoogst enige volt, en dit is dan ook de orde van grootte van de gelijkspanning die men moet aanleggen om een *P-N*-luminescentie met een redelijke intensiteit op te wekken. Voor de lichtopwekking door het effect van Destriau daarentegen heeft men veel hogere spanningen nodig, zoals in het aangehaalde artikel [1]) is uiteengezet, en moet men gewoonlijk met wisselspanning werken.

Het feit dat de *P-N*-luminescentie essentieel optreedt bij een lage gelijkspanning, maakt ze aantrekkelijk als lichtbron voor elektro-optische schakelelementen [4]). Er wordt daarom intensief aan het onderzoek van dit verschijnsel gewerkt.

Tot nog toe is *P-N*-luminescentie in het zichtbare

[1]) Zie b.v. G. Diemer, H. A. Klasens en P. Zalm, Elektroluminescentie en beeldversterking, Philips techn. T. **18**, 357-367, 1956.

[2]) O. W. Lossew, Phys. Z. **34**, 397, 1933; C.R. Acad. Sci. **39**, 363, 1940. K. Lehovec, C. A. Ascardo en E. Jamgochian, Phys. Rev. **89**, 20, 1953. Zie verder ook: C. A. A. J. Greebe en W. F. Knippenberg, Grown *P-N* junctions in silicon carbide, Philips Res. Repts. **15**, 120-123, 1960 (no. 2).

[3]) Voor enkele hier gebruikte begrippen betreffende halfgeleiders, met name voor het bandenschema, de „bandafstand", de geleidingsmechanismen e.a., zie het in dit zelfde nummer gepubliceerde artikel van R. E. J. King en B. E. Bartlett, Eigenschappen en toepassingen van indiumantimonide, blz. 357-366.

[4]) G. Diemer en J. G. van Santen, Philips Res. Repts. **15**, 368-389, 1960 (no. 4).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spectrale gebied alleen waargenomen in siliciumcarbide [2]), aluminiumfosfide [5]) en galliumfosfide [6]). Het rendement was daarbij zeer laag. In de laatste tijd hebben wij door een verbeterde activering het rendement van de *P-N*-luminescentie in GaP-kristallen met een factor 100 à 1000 ten opzichte van het voordien bereikte kunnen opvoeren. Deze activering komt erop neer dat stoorniveaus zowel op grote als op kleine energieafstand van de naburige band (valentie- dan wel geleidingsband) worden geschapen. De niveaus op grote afstand („diepe" niveaus) zijn van belang om aan de stralende recombinatie een goede kans tegenover concurrerende processen te geven. De andere, ondiepe, niveaus kunnen daar weinig toe bijdragen maar zijn noodzakelijk om een redelijk elektrisch geleidingsvermogen in de kristalgedeelten buiten de *P-N*-overgang te verkrijgen.

De GaP-kristallen kunnen groen, geel en rood licht uitzenden. *Fig. 1* en *2* zijn kleurenfoto's van sterk geel en rood lichtende preparaten. De in fig. 1 zichtbare contacten bestaan uit metallick gallium (dat reeds bij ca. 30 °C smelt). Tussen de contacten is een gelijkspanning van 4 volt aangelegd. Met de thans bereikte intensiteiten van de luminescentie kan men reeds aan praktische toepassing in de boven genoemde richting denken. Combineert men b.v. een van onze GaP-preparaten met een fotoweerstand van cadmiumsulfide [7]), type LDR-03, dan blijkt het mogelijk, door het *P-N*-luminescentielicht de weerstand van het CdS van 10^9 Ω terug te brengen tot 3×10^3 Ω.

Fig. 1. De *P-N*-luminescentie van een polykristallijn preparaat van galliumfosfide, opgenomen op Kodachrome (kunstlichtomkeerfilm), belichtingstijd 1 minuut. Vergroting ca. 100×. Om de contouren van het preparaat en de contacten goed te doen uitkomen, is een hulpverlichting gebruikt.

Fig. 2. Als fig. 1, met een ander GaP-preparaat en zonder hulpverlichting. Vergroting ca. 60×.

Het voor de foto's gebruikte GaP is polykristallijn. De voor de luminescentie nodige *P-N*-overgangen blijken hier van nature aanwezig te zijn aan de korrelgrenzen. De aard en de ligging van de *P-N*-overgangen heeft men hierbij niet goed in de hand, en naast sterk lichtende GaP-preparaten krijgt men bij de bereiding ook vele zwak of in het geheel niet lichtende. Een verdere verbetering is te verwachten wanneer het gelukt, monokristallen van GaP te maken met op reproduceerbare wijze aan te brengen *P-N*-overgangen.

H. G. GRIMMEISS *) en H. KOELMANS.

[5]) H. G. Grimmeiss, W. Kischio en A. Rabenau, Phys. Chem. Solids, verschijnt binnenkort.

[6]) H. G. Grimmeiss en H. Koelmans, Philips Res. Repts. **15**, 290-304, 1960 (no. 3).

[7]) N. A. de Gier, W. van Gool en J. G. van Santen, Philips techn. T. **20**, 285-295, 1958.

*) Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

2780: S. Duinker: General energy relations for parametric amplifying devices (T. Ned. Radiogenootschap **24**, 287-310, 1959, no. 5).

De naam parametrische versterkers wordt gebruikt ter aanduiding van een klasse van schakelingen waarin het versterkingsmechanisme berust op de variatie van reactieve netwerkparameters. Door middel van zeer algemene beschouwingen, die uitgaan van de vergelijkingen van Lagrange, laat de auteur zien dat de door anderen afgeleide energiebetrekkingen het gevolg zijn van de invariantie van de uitdrukking voor de totale energie bij bepaalde transformaties. De theorie geldt voor ieder willekeurig parametrisch systeem. Enkele eigenschappen van zulke systemen, die direct volgen uit de energiebetrekkingen, worden besproken. Ter illustratie worden enkele typische voorbeelden kort behandeld.

2781-2782: W. Albers en J. Th. G. Overbeek: Stability of emulsions of water in oil, I. The correlation between electrokinetic potential and stability, II. Charge as a factor of stabilization against flocculation (J. Colloid Sci. **14**, 501-509 en 510-518, 1959, no. 5).

Het is bekend dat men bij emulsies en suspensies in water de neiging tot uitvlokken tegengaat door stoffen toe te voegen (stabilisatoren) die de elektrokinetische potentiaal der deeltjes vergroten. Soortgelijke maatregelen blijken in het algemeen geen effect te hebben bij emulsies en suspensies in olie. De auteurs hebben onderzoekingen verricht aan emulsies van water in olie (in dit geval benzeen), waaruit gebleken is dat er in dit geval nagenoeg geen verband bestaat tussen de stabiliteit en de elektrokinetische potentiaal. Dit is verrassend, omdat voor deeltjes in olie hetzelfde model geldt als voor deeltjes in water. Toepassing van de gebruikelijke formules levert voor de potentiaaldrempel tussen twee deeltjes in olie een zo hoge waarde dat het systeem feitelijk stabiel zou moeten zijn: voor bolletjes van 1μ diameter vindt men nl. bij kamertemperatuur een drempel hoger dan 15 kT, als de elektrokinetische potentiaal groter is dan 25 mV. De metingen hebben echter uitgewezen dat zelfs bij potentialen aanzienlijk groter dan 25 mV geen stabiliteit optreedt, behalve bij zeer geringe concentraties der deeltjes.

Omdat de theorie aldus in tegenspraak is met het experiment, hebben de auteurs vervolgens de theorie aan een kritisch onderzoek onderworpen. In de bovenbedoelde formules beschouwt men slechts de wisselwerking tussen twee bolletjes; neemt men echter de invloed van alle deeltjes in aanmerking, dan blijkt dat de tegen uitvlokking stabiliserende potentiaaldrempel daalt bij toenemende concentratie van de bolletjes. Bij bolletjes in een apolair medium zoals olie, is dit effect groot doordat de elektrische dubbellaag die zich om de deeltjes vormt, zich hier ver uitstrekt. Dit heeft tot gevolg dat een toenemende concentratie der deeltjes het uitvlokken bevordert. In een sediment en in een opgeroomde laag van gesuspendeerde of geëmulgeerde deeltjes is de concentratie zo groot dat de potentiaaldrempel zelfs nagenoeg is verdwenen. Bovendien steunen de deeltjes via de uitgebreide elektrische dubbellagen als het ware op elkaar. Al naar de deeltjes soortelijk zwaarder of lichter zijn dan olie, worden hierdoor resp. de onderste of de bovenste lagen samengeperst, wat leidt tot snelle uitvlokking.

Bij emulsies van water in benzeen, gestabiliseerd met in benzeen oplosbare oleaten van meerwaardige metalen, blijkt de neiging tot coalesceren (samenvloeien na uitvlokking) sterker naarmate de elektrokinetische potentiaal hoger is. De auteurs brengen dit in verband met het al of niet hydrolyseren van de oleaten. De gegeven verklaring wordt gesteund door chemische analyse van de stabilisatoren die uit de grensvlakken der geëmulgeerde druppels geïsoleerd werden.

2783: F. N. Hooge: Influence of bond character on the relation between dielectric constant and refraction index (Z. phys. Chemie (Frankfurt a. M.) **21**, 298-301, 1959, no. 3/4).

In de formule van Szigeti voor het verband tussen de diëlektrische constante van kubische ionenverbindingen en de brekingsindex, komt een empirische constante s voor, die blijkt af te hangen van het karakter van de ionenbinding. Met behulp van het model van Pauling is een empirische formule voor s afgeleid, waarin grootheden optreden die de binding karakteriseren.

2784: G. Diemer en J. G. van Santen: Nieuwe toepassingen van elektro-optische verschijnselen (Ned. T. Natuurk. **25**, 265-287, 1959, no. 10).

Uitgaande van het begrip vermogensversterking wordt met behulp van een aantal voorbeelden aangetoond dat het gebruik van straling als middel om in elektrische schakelingen vermogen over te brengen nieuwe mogelijkheden opent op het gebied van beeldweergave, stralingsdetectie, elektrische versterking, logische schakelelementen en geheugenelementen. Praktische toepassingen van de combinatie van elektroluminescentie en fotogeleiding zullen vermoedelijk in de naaste toekomst tot ontwikkeling komen.

2785: Th. J. de Man en J. R. Roborgh: The hypercalcemic activity of dihydrotachysterol$_2$ and dihydrotachysterol$_3$ and of the vitamins D_2 and D_3. Comparative experiments on rats. (Biochem. Pharmacol. **2**, 1-6, 1959, no. 1).

De hypercalcemische activiteit van de in de titel genoemde stoffen werd vergeleken op verschillende tijdstippen (2, 4, 7 en in enkele gevallen 1 en 10 dagen) na de orale toediening aan ratten van een dosis van het kristallijne preparaat, opgelost in zuivere aardnotenolie. Het maximale calciumgehalte in het serum treedt op 2 tot 4 dagen na toediening. Dihydrotachysterol$_3$ blijkt het meest werkzaam; daarna komen, in volgorde van afnemende activiteit: dihydrotachysterol$_2$, vitamine D_3 en vitamine D_2. De activiteitsverhoudingen hangen sterk af van het tijdsverloop tussen dosering en bepaling. De hypercalcemische activiteit van vitamine D_3 is ongeveer 1,6 maal zo groot als die van vitamine D_2, terwijl de antirachitische activiteit van beide vitaminen bij ratten gelijk is. De antirachitische activiteit van dihydrotachysterol$_3$ is bijna het dubbele van die van dihydrotachysterol$_2$, terwijl deze laatste stof ongeveer 0,5 procent van de antirachitische activiteit van vitamine D_3 bezit.

2786: J. H. Uhlenbroek en J. D. Bijloo: Isolation and structure of a nematicidal principle occurring in Tagetes roots (Proc. 4th int. Congr. crop protection, Hamburg 1957, deel I, blz. 579-581; gepubliceerd in 1959).

Enige sterk nematicide verbindingen, behorende tot de groep der polythiënylen, zijn uit de wortels van de plantensoort Tagetes (afrikaantjes) geïsoleerd. Een dezer verbindingen is als α-terthiënyl geïdentificeerd.

2787: J. Meltzer en F. C. Dietvorst: Relation between chemical structure and ovicidal and leaf penetrating properties of some new acaricides (Proc. 4th int. Congr. crop protection, Hamburg 1957, deel I, blz. 669-673; gepubliceerd in 1959).

Difenylverbindingen met zwavelbrug, zoals 2, 4, 5, 4'-tetrachloordifenylsulfon („Tedion V 18") hebben een dodende werking op eieren en larven van spintmijten. Deze acaricide activiteit werd onderzocht met eieren en larven van Tetranychus urticae Koch. De overeenkomstige sulfoxydes en sulfides werken ongeveer even sterk als het sulfon. Als contact-ovicide werkt het sulfon beter dan het sulfide. Het vermogen bladweefsel te doordringen is echter het grootst voor het sulfide en het kleinst voor het sulfon. De werkingsduur is het langst voor het sulfon. Mede onderzocht zijn p-chloorfenyl-benzeen-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

sulfonaat en chloorbenside, die sneller in het blad doordringen dan „Tedion V 18", maar een aanzienlijk kortere werkingsduur hebben.

2788: J. Rodrigues de Miranda en H. van den Kerckhoff: Designing a multi-purpose stereo pre-amplifier (J. Audio Engng. Soc. **7**, 75-80, 1959, no. 2).

Algemene beschouwingen over, en details van, de constructie van een stereo-voorversterker, geschikt voor bandopnemers en voor grammofoongroeftasters (dynamische en piëzo-elektrische), zowel voor gewone (monaurale) als voor stereoreproduktie, en met een maximale uitgangsspanning van 0,6 V. De vervorming is minder dan 0,03% voor alle audiofrequenties. De versterker bevat een eenvoudig filter voor het onderdrukken van frequenties beneden 25 Hz (dreunfilter).

R 387: J. van Laar en J. J. Scheer: Photoelectric determination of the electron work function of indium (Philips Res. Repts. **15**, 1-6, 1960, no. 1).

Bepaling van de elektronenuittree-arbeid van indium door meting van het foto-elektrische effect aan verse in hoogvacuüm opgedampte indiumlaagjes. Gevonden is 4,08 ± 0,01 eV.

R 388: C. Kooy en U. Enz: Experimental and theoretical study of the domain configuration in thin layers of $BaFe_{12}O_{19}$ (Philips Res. Repts. **15**, 7-29, 1960, no. 1).

Bestudering met behulp van het optische faradayeffect van de gebieden van Weiss in dunne doorschijnende monokristallige plaatjes van $BaFe_{12}O_{19}$ (hoofdbestanddeel van ferroxdure). De plaatjes zijn loodrecht op de hexagonale as uitgesneden. De veranderingen in de configuratie der gebieden van Weiss bij magnetisering en demagnetisering kunnen op de voet worden gevolgd. Het blijkt dat bij deze veranderingen der configuratie — die met vele foto's worden verduidelijkt — onverwachte verschijnselen optreden. Een theoretische analyse van de magnetiseringsprocessen in de onderzochte dunne kristalplaatjes levert echter een bevredigende verklaring van deze verschijnselen.

R 389: K. Teer: Investigations into redundancy and possible bandwidth compression in television transmission (Philips Res. Repts. **15**, 30-96, 1960, no. 1).

Vervolg van **R 385**.

R 390: M. E. Wise: On the radii of five packed spheres in mutual contact (Philips Res. Repts. **15**, 101-106, 1960, no. 2).

Vier bollen met willekeurige stralen kunnen gewoonlijk zo worden geplaatst dat elk van hen de drie andere uitwendig raakt. De bollen sluiten dan een ruimte in waarin plaats is voor een vijfde (kleine) bol. De schrijver beschouwt het probleem, de straal van de grootste bol die in de bedoelde ruimte past, uit te drukken in de vier andere stralen. Deze bol zal de vier andere alle raken. In een vroegere studie over de dichtste pakking van bollen met willekeurige stralen (zie **R 198**) is voor een aantal speciale gevallen het probleem opgelost door successieve benadering. Het leek toen dat een algemene uitdrukking zeer gecompliceerd zou zijn. Het blijkt echter dat de algemene uitdrukking verrassend eenvoudig is. Zij wordt in dit artikel afgeleid met behulp van een interessante combinatie van projectieve en analytische meetkunde. Voor enige der formules die bij de afleiding optreden, wordt een verband gelegd met uit de wiskundige statistiek bekende grootheden.

R 391: F. van der Maesen: Determination of numbers of injected holes and electrons in semiconductors (Philips Res. Repts. **15**, 107-119, 1960, no. 2).

Als in een halfgeleider de concentraties der vrije elektronen en vrije gaten afwijken van de evenwichtsconcentraties met bedragen Δn en Δp, wordt gewoonlijk aangenomen dat $\Delta n/\Delta p = 1$. Er kunnen zich echter vangprocessen voordoen die maken dat $\Delta n/\Delta p \neq 1$. De auteur laat zien hoe men uit de verhouding Y van de relatieve veranderingen die de hallcoëfficiënt en het geleidingsvermogen van een plaatvormig proefstukje ondergaan als men op dit plaatje licht laat vallen, de waarde van $K = \overline{\Delta n}/\overline{\Delta p}$ kan berekenen ($\overline{\Delta n}$ en $\overline{\Delta p}$ stellen de over de dikte van het plaatje gemiddelde waarden van Δn en Δp voor). Het artikel bevat grafieken van het verband tussen Y en K voor germanium, silicium en siliciumcarbide, alle zowel van type N als van type P. Vindt men bij een gemeten waarde van Y een waarde $K \neq 1$, dan weet men dat de bovenbedoelde vangprocessen werkzaam zijn. Voor de berekening van het verband tussen K en Y moet r_n/r_p bekend zijn (r_n en r_p stellen de verhouding voor van de hallbeweeglijkheid en de driftbeweeglijkheid van resp. vrije elektronen en vrije gaten). Omgekeerd kan men r_n/r_p bepalen van een monster waarvoor K bekend is. Uit metingen aan zeer zuiver Ge en Si, waarvoor $K = 1$, werd bij kamertemperatuur gevonden $r_n/r_p = 0{,}54 \pm 0{,}05$ voor Ge en $r_n/r_p = 0{,}78 \pm 0{,}04$ voor Si. De auteur laat verder zien hoe men, door gebruik te maken van K en van metingen van het fotomagneto-elektrische effect en het fotogeleidingseffect, de diffusie-recombinatielengte kan berekenen.

R 392: C. A. A. J. Greebe en W. F. Knippenberg: Grown P-N-junctions in silicon carbide (Philips Res. Repts. **15**, 120-123, 1960, no. 2).

Vervaardiging en onderzoek van SiC-kristallen waarin men gedurende de groei P-N-overgangen laat ontstaan. Er wordt een poging gedaan de vorm der gemeten stroom-spanningskarakteristieken in de doorlaatrichting te verklaren door aan te nemen dat zich tussen het P- en het N-gebied een dun laagje intrinsiek materiaal bevindt. Bij stroomdoorgang treden lichtverschijnselen op (P-N-luminescentie), waarbij paars licht is waargenomen.

R 393: M. T. Vlaardingerbroek: Small-signal performance and noise properties of microwave triodes (Philips Res. Repts. **15**, 124-221, 1960, no. 2).

Hoewel reeds in 1946 triodes zijn ontwikkeld voor het versterken van signalen met een frequentie van 4000 MHz, zijn deze triodes veel minder intensief onderzocht dan de eerst later ontwikkelde lopendegolfbuizen. De succesvolle toepassing van microgolftriodes maakte echter een dieper inzicht gewenst. Dit proefschrift (Eindhoven, december 1959) levert hiertoe een bijdrage. Na een theoretische analyse van de eigenschappen van microgolftriodes worden de meetmethodes behandeld waarmee deze eigenschappen experimenteel bestudeerd zijn. De combinatie van theorie en experiment levert vervolgens inzicht in de fysische achtergrond van het gedrag dezer triodes bij kleine signalen en van hun ruiseigenschappen.

De theoretische analyse begint met het opstellen van een vervangingsschema. De terugkoppeling wordt door een seriekring in de roosterleiding in rekening gebracht. De ruiseigenschappen worden vertolkt door een ruisstroom- en een ruisspanningsbron aan de ingangsklemmen. Vervolgens worden de elementen van het vervangingsschema berekend, o.a. op grond van de looptijdtheorie van Llewellyn en Peterson. Hierbij wordt aangenomen dat alle elektronen die zich op dezelfde afstand van de katode bevinden, dezelfde snelheid hebben. Om echter de effecten van snelheidsspreiding en van de ruimtelading in het potentiaalminimum op te vangen, heeft de auteur op de snelheidsfluctuaties en de convectiestroomfluctuaties zekere correcties aangebracht. Ook de invloed op de ruis van reflexies aan de anode wordt geschat met behulp van de genoemde looptijdtheorie.

De meetmethodes zijn tamelijk gecompliceerd doordat de afstand tussen het meetobject en de plaats waar gemeten wordt, van dezelfde orde van grootte is als de golflengte. De gemeten admittanties en ruisbronnen komen derhalve tot uiting, getransformeerd door de schakels in de keten tussen de actieve ruimte in de triode en de plaats van meting. Uit de vergelijking van de meetresultaten met de theorie volgt dat, bij kleine signalen, de genoemde looptijdtheorie mag worden toegepast mits de stroomdichtheid groot genoeg is. De terugkoppelingseigenschappen worden door de seriekring in de roosterleiding bevredigend gekarakteriseerd. De zg. „total emission"-ruis is bij grote stroomdichtheden verwaarloosbaar. Dit geldt eveneens voor de invloed van de looptijdspreiding en van de inwendige passieve terugkoppeling op de ruis. Voorts blijkt dat de reflexie van elektronen tegen de anode als oorzaak van ruis tamelijk belangrijk is. De belangrijkste oorzaak van ruis is echter het fluctueren van de door de katode geëmitteerde elektronenstroom.

Maakt men voor de ruis in elektronenbundelversterkers (zoals lopendegolfbuizen) onderstellingen die analoog zijn met diegene gebruikt in de theorie van de triode, dan kan men de resultaten van ruismetingen aan beide soorten buizen vergelijken. Het blijkt dat voor de twee typen versterkers de ruisfluctuaties bij het potentiaalminimum bevredigend overeenstemmen, maar dat, ten gevolge van de verschillende wisselwerking van de bundels met de elektromagnetische ketens, het ruisgetal van triodes aanzienlijk groter is dan dat van bundelversterkers.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

R 394: G. Meijer en M. Avinor: Excitation spectra of vanadium-activated zinc and cadmium sulphide and selenide phosphors (Philips Res. Repts. **15**, 225-237, 1960, no. 3).

Bij excitatie met licht van golflengten kleiner dan 1,3 μ fluoresceren zinksulfide- en cadmiumsulfidefosforen die met vanadium geactiveerd zijn. Het fluorescentielicht heeft een golflengte in de buurt van 2 μ. De auteurs hebben de excitatiespectra van deze fosforen gemeten (intensiteit van de fluorescentie als functie van de foton-energie van het exciterende licht). Het blijkt dat de excitatiespectra steeds twee banden van gecompliceerde structuur vertonen die resp. in de buurt van 1,1 en 1,6 eV liggen, en die toegeschreven moeten worden aan het vanadium. Ook de absorptie veroorzaakt door koper en zilver, indien aanwezig, geeft aanleiding tot excitatie, evenals de fundamentele absorptie door het grondrooster.

R 395: W. van Gool en A. P. Cleiren: Self-activated and Cu-activated fluorescence of ZnS (Philips Res. Repts. **15**, 238-253, 1960, no. 3).

Ter verkrijging van gegevens om de door Kröger e.a. opgestelde theorie over de fluorescentie van ZnS-fosforen te toetsen en aan te vullen, zijn in Philips' Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven in de loop der jaren vele experimenten uitgevoerd. Dit artikel begint met een overzicht van de bedoelde theorie en de formulering van enige vragen die deze doet rijzen, b.v. in hoeverre de coactivator invloed heeft op de luminescentie. Er volgt dan een samenvatting van de belangrijkste experimentele resultaten, waarna een uitvoerige bespreking volgt van enige experimenten die rechtstreeks op de beantwoording der geformuleerde vragen waren gericht. Zo is het verschil bestudeerd tussen de zg. blauwe koperemissie en de zg. zelfgeactiveerde emissie. Hierbij is de invloed van de temperatuur (metingen bij kamertemperatuur en bij −196 °C) en van de coactivator op de fluorescentie onderzocht. Interpretatie van de resultaten blijkt mogelijk als men aanneemt dat bij lage temperatuur de fluorescentie mede wordt bepaald door de coactivator. Bij kamertemperatuur treden complicaties op, wellicht doordat dan andere emissies op de bij lage temperatuur reeds aanwezige gesuperponeerd worden. De resultaten zijn tot op zekere hoogte onzeker als gevolg van experimentele moeilijkheden. Deze moeilijkheden worden besproken. Eén der conclusies is dat zorgvuldig uitgevoerde experimenten van meer belang zijn voor de verdere verdieping van het inzicht in de ZnS-fosforen dan uitvoerige berekeningen aan een speciaal model.

R 396: W. van Gool, A. P. Cleiren en H. J. M. Heijligers: Fluorescence of some activated ZnS phosphors (Philips Res. Repts. **15**, 254-274, 1960, no. 3).

Onderzoek van de fluorescentie van ZnS-fosforen met twee soorten verontreinigingen, ter verkrijging van gegevens over de associatie dezer verontreinigingen. Er zijn enkele series ZnS-fosforen gemaakt bij 1150-1200 °C in een atmosfeer van H_2S. Als activators werden gebruikt: Ag, Cu en Au, en als coactivators: Al, Sc, Ga en In. In één der series is elke activator gecombineerd met elke coactivator afzonderlijk, waarbij de concentratie van zowel activator als coactivator 10^{-4} gramatoom per mol ZnS bedroeg. Het doel was om door vergelijking van de fluorescentiespectra van fosforen met dezelfde activator (coactivator) uit te maken welk deel van het spectrum aan deze activator (coactivator) op zichzelf kan worden toegeschreven en welk deel aan associatiecentra van activators en coactivators. In een andere serie zijn, voor enkele combinaties van activator en coactivator, de concentraties gevarieerd, waarbij echter de concentraties van de twee verontreinigingen steeds gelijk waren. In alle fluorescentiespectra kon een band van kleine en een band van grote foton-energie worden onderscheiden. Het is gebleken dat men de band van grote energie moet toeschrijven aan de activators; de band van kleine energie is op gecompliceerde wijze samengesteld. Een gedeelte van de band van kleine energie is toe te schrijven aan associatiecentra van activators en coactivators, andere delen ervan zijn wellicht afkomstig van andere centra, die niet met zekerheid geïdentificeerd konden worden.

R 397: J. A. W. van der Does de Bye: Measurement of decay times of excess carriers in semiconductors, excited by X-ray pulses (Philips Res. Repts. **15**, 275-289, 1960, no. 3).

Beschrijving van een methode om de karakteristieke tijden te meten waarmee in een homogene halfgeleider de concentraties der ladingdragers na een verstoring terugkeren tot de evenwichtswaarden. De verstoring wordt in dit geval veroorzaakt door röntgenimpulsen. Voor de opwekking van de röntgenimpulsen zijn twee toestellen vervaardigd, die met impulsen van 0,3 en 0,1 μsec bij stootspanningen van resp. 80 en 150 kV werken. Om ondanks deze korte duur toch voldoende ladingdragers te exciteren (ca. 10^{12} paren per cm^3 in germanium), zijn de röntgenbuizen voorzien van L-katodes, die stroomimpulsen van enige tientallen ampères kunnen leveren. Bij de genoemde spanningen bedragen de effectieve absorptiecoëfficienten van germanium resp. 20 en 8 cm^{-1}, zodat men, mits de monsters niet te dik zijn, een redelijk homogene excitatie mag verwachten, wat men bij excitatie met gewoon licht niet bereikt doordat de absorptie dan veel sterker is. Oppervlakrecombinatie zal hierdoor meestal geen ernstige fouten veroorzaken. De gevoeligheid van de methode wordt o.a. bepaald door de soortelijke weerstand van het onderzochte halfgeleidermateriaal. Deze soortelijke weerstand blijkt in de regel op zijn minst 0,1 ohm cm te moeten bedragen. De meetapparatuur bevat een exponentiële tijdasgenerator en een simulator voor uitsterfkrommen, waarmee karakteristieke uitsterftijden tot 0,1 μs kunnen worden bepaald. Metingen aan met koper verontreinigd germanium leverden dezelfde karakteristieke tijden als eerder waren gemeten volgens een methode waarbij de excitatie met gemoduleerd licht geschiedde. Er worden ook enige metingen aan CdTe vermeld.

R 398: H. G. Grimmeiss en H. Koelmans: *P-N* luminescence and photovoltaic effects in GaP (Philips Res. Repts. **15**, 290-304, 1960, no. 3).

Onderzoek van GaP-kristallen, die werden bereid uit de elementen. Ze vertonen in het algemeen geleiding door elektronen (activeringsenergie 0,07 eV). Door verhitting onder hoge fosfordruk, en ook door verontreiniging met Zn, gaan ze geleiding door gaten vertonen (activeringsenergie 0,19 eV). Zuivere kristallen vertonen elektroluminescentie in banden bij 6250 Å en 5650 Å; deze wordt toegeschreven aan recombinatie van gaten en elektronen bij *P-N*-overgangen via energieniveaus in het verboden gebied. De auteurs geven een schema van energieniveaus voor zuiver GaP. De kristallen vertonen gelijkrichting bij puntcontacten en ook fotospanningen. Bij metingen van de fotospanning als functie van de golflengte van het exciterende licht bleken zuivere kristallen gevoelig voor golven in de buurt van 4200 Å en 5600 Å, en met Zn verontreinigde kristallen voor golven in de buurt van 4200 Å en 6000 Å. Ter verklaring van de band aan de langgolvige kant wordt een mechanisme voorgesteld met twee stappen, nl. een optische en een thermische stap.

Verschenen is:

P. A. Neeteson: Flächentransistoren in der Impulstechnik (Philips' Technische Bibliotheek, 1960, IX + 161 blz., 109 figuren).

Van de hand van P. A. Neeteson is in 1955 een boek verschenen over het gebruik van buizen in de impulstechniek *). Als pendant hiervan is het thans verschenen boek gewijd aan het gebruik van transistors voor dezelfde doeleinden. In de impulstechniek vervullen de buizen of transistors de functies van schakelaars. Doordat een transistor een veel betere benadering vormt van een ideale schakelaar, zijn de schakelingen van transistors veel eenvoudiger dan de overeenkomstige schakelingen met buizen. Om overbodige complicaties te vermijden, is afgezien van een uiteenzetting van de fysische werking van transistors. De zeven hoofdstukken van het boek zijn getiteld: 1. Einführung, 2. Überblick über die Grundschaltungen der Impulstechnik, 3. Impulsgeneratoren, 4. Impulsformer, 5. Untersetzerstufen und Spannungs-Niveau-Schalter, 6. Einige Hilfsschaltungen, 7. Logische Schaltungen.

Het boek is ook in het Engels verschenen.

*) Aangekondigd in Philips techn. T. **18**, 36, 1956.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!